



# Haut-contraste pour l'imagerie directe d'exoplanètes et de disques: de la self-coherent camera à l'analyse de données NICI

Johan Mazoyer

## ► To cite this version:

Johan Mazoyer. Haut-contraste pour l'imagerie directe d'exoplanètes et de disques: de la self-coherent camera à l'analyse de données NICI. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Paris 7, 2014. Français. NNT: . tel-01075914v2

**HAL Id: tel-01075914**

**<https://theses.hal.science/tel-01075914v2>**

Submitted on 7 Jan 2015

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# THÈSE DE DOCTORAT EN SCIENCES

de l'université Paris Diderot – Paris 7

Spécialité astronomie & astrophysique

soutenue publiquement le 30 Septembre 2014

par

**Johan Mazoyer**

## Haut contraste pour l'imagerie directe d'exoplanètes et de disques : de la self-coherent camera à l'analyse de données NICI

### Composition du jury

<i>Président :</i>	Cécile FERRARI	Université Paris Diderot – Paris 7
<i>Rapporteurs :</i>	Fabien MALBET Laurent PUEYO	IPAG Grenoble STScI Baltimore
<i>Examineurs :</i>	Jean-Francois SAUVAGE Patrice MARTINEZ Emmanuel SEIN	ONERA Châtillon Université de Nice – Sophia Antipolis Airbus Defence and Space Toulouse
<i>Directeurs de thèse :</i>	Gérard ROUSSET Pierre BAUDOZ	Université Paris Diderot – Paris 7 Observatoire de Paris
<i>Invité :</i>	Jean-Michel LE DUIGOU	CNES Toulouse





*A Claude Créac'h,*



# Résumé

Sur les 1800 exoplanètes détectées à ce jour, seulement une cinquantaine l'ont été par imagerie directe. Cependant, en permettant l'observation de disques circumstellaires et de planètes (parfois simultanément autour d'une même étoile, comme dans le cas de  $\beta$ -pictoris), cette méthode est un outil fondamental pour la compréhension des différentes étapes de la formation des systèmes planétaires. En outre, l'accès direct à la lumière des objets détectés permet leur spectroscopie, ouvrant la voie pour la première fois à l'analyse chimique et thermique de leur atmosphère et surface. Cependant, l'imagerie directe demande la résolution de défis spécifiques : il s'agit d'accéder à des objets dont le contraste peut atteindre  $10^{-8}$  à  $10^{-11}$  avec leur étoile hôte, et séparés seulement d'une fraction d'arc seconde. Pour obtenir ces valeurs, plusieurs techniques doivent être mises en œuvre. Un coronographe, utilisé avec des techniques de correction active des aberrations optiques et un miroir déformable pour augmenter ses performances, produit des images haut-contrastes, qui peuvent être traitées ultérieurement grâce à des méthodes d'imagerie différentielle. Mon travail de thèse se situe à l'intersection de ces techniques. Dans un premier temps, j'ai analysé, en simulation et expérimentalement sur le banc THD –Très Haute Dynamique– de l'Observatoire de Paris, les performances de la *self-coherent camera*, une technique d'analyse en plan focal des aberrations optiques. Cette analyse m'a permis d'atteindre des zones de haut contrastes (appelé *dark holes*) avec des performances meilleures que  $3.10^{-8}$  entre 5 et  $12 \lambda/D$ , en lumière monochromatique. J'ai étendu cette étude pour des bandes spectrales étroites. Dans une seconde partie de ma thèse, j'ai pu analyser des images haut-contrastes issues d'un instrument coronographique, NICI. Le traitement de ces données en utilisant des techniques récentes d'imagerie différentielle m'a permis d'obtenir des images inédites du disque de poussière orbitant HD 15115.

**Mots-clés :** Exoplanètes, disques circumstellaires, imagerie directe, imagerie haut-contraste, haute résolution angulaire, coronographie, analyseur de surface d'onde, optique adaptative, traitement d'images.

# Abstract

Of the 1800 exoplanets detected to date, only 50 were by direct imaging. However, by allowing the observation of circumstellar disks and planets (sometimes simultaneously around the same star, as in the case of  $\beta$ -pictoris), this method is a fundamental tool for the understanding of planetary formation. In addition, direct access to the light of the detected objects allows spectroscopy, paving the way for the first time to the chemical and thermal analysis of their atmosphere and surface. However, direct imaging raises specific challenges : accessing objects fainter than their star (with a ration up to  $10^{-8}$  to  $10^{-11}$ ), and separated only by a fraction of arc-second. To obtain these values, several techniques must be implemented. A coronagraph, used in complement with a deformable mirror and active optical aberration correction methods, produces high-contrast images, which can be further processed by differential imaging techniques. My PhD thesis work took place at the intersection of these techniques. At first, I analyzed, in simulation and experimentally on the THD –french acronym for very high contrast– bench of the Paris Observatory, the performance of the self-coherent camera, a wavefront sensing technique used to correct the optical aberrations in the focal plane. I managed to obtained high-contrast zones (called dark holes) with performance up to  $3.10^{-8}$  between 5 and  $12 \lambda/D$ , in monochromatic light. I also started an analysis of the performance in narrow spectral bands. In the second part of my thesis, I applied the latest differential imaging techniques to high contrast images from another coronagraphic instrument, NICI. The processing of these data revealed unprecedented views of the dust disk orbiting HD 15115.

**Keywords :** Exoplanets, circumstellar disks, direct imaging, high-contrast imaging, high angular resolution, coronagraphy, post-processing imaging, wavefront sensor, adaptive optics.

# Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier Cécile Ferrari pour avoir accepté de prendre la direction de mon jury. Merci aussi à Laurent Pueyo et Fabien Malbet d'avoir rapporté ce manuscrit. En particulier, je voudrais remercier Laurent pour ses rapports très détaillés qui m'ont permis d'améliorer la qualité de mon manuscrit, mais aussi pour son aide énorme pendant la recherche de mon post-doc l'année dernière. Je remercie aussi les examinateurs de mon jury Jean-François Sauvage et Patrice Martinez. A travers ses membres ici présent, Emmanuel Sein et Jean-Michel Le Duigou, je tenais à remercier Airbus et le CNES pour leur financement. Bien au delà d'un simple financement, ils ont témoigné d'un grand intérêt pour mon sujet, me conviant à plusieurs reprises à le présenter devant les membres de leur entreprise et je les en remercie.

Enfin je voudrais enfin remercier mes amis, collègues et frère, parents, grands parents qui ont sont venus me soutenir à ma soutenance. Merci pour leur soutien tous les jours de cette thèse, surtout dans les moments un peu durs. Merci en particulier à mon père pour avoir relu mon manuscrit sans craquer devant les nombreuses fautes d'orthographe. Promis, à l'avenir, je ferai, sans "s", plus attention ! Merci aussi à Benoit Dauzat, qui n'a pas pu venir, mais qui a été le colocataire parfait pendant ces 3 années de doctorat. Et qui a fait du mécénat des sciences en me permettant de prendre un peu de liberté avec le loyer... parfois... souvent, même. Merci aux membres et aux auditeurs de Podcast science, qui me rappelle chaque semaine que la science n'est pas qu'une affaire de chercheurs.

Je remercie aussi Paris 7, le LESIA, l'école doctorale, et tout leur personnel pour m'avoir permis de mener cette thèse dans des conditions parfaites. Les personnes avec qui j'ai pu organiser des collaborations m'ont beaucoup aidé à mener à bien une grande partie de mon travail de thèse : Anne-Marie Lagrange et Jean-Charles Augereau de l'IPAG et Frederic Zamkostian et Patrick Lanzoni du LAM.

Un mot aussi pour les personnes avec qui j'ai partagé mon bureau pendant ces années : Mélody, Anne-Lise, Nicolas, Clément.

Une pensée particulière pour Marion Mas qui a accompagné ma première année de thèse de manière parfaite et qui a su me passer le relais. Tout le travail expérimentale réalisé ici, n'aurait pas pu se faire sans son énorme travail instrumental. Merci aussi à Jacques-Robert, avec qui nous avons fait défendu la haute résolution angulaire, parfois les armes à la main, seuls aux milieu des planétos ! Au sein de cette équipe, je ne doute pas que sa thèse se finisse aussi bien que la mienne.

Anthony, qui m'a permis de me faire entrer dans le monde des disques circumstellaires, au pas de course. Il a su me faire passer dans ce domaine de complet débutant à doctorant publié et crédible (j'espère) en seulement quelques mois !

Raphaël, enfin, un immense merci non seulement pour ton travail antérieur sur la SCC, mais aussi pour ta disponibilité à répondre à mes questions partout et tout le temps. Sa thèse et plus généralement son parcours passé présent et futur sont, je pense, un exemple pour beaucoup de jeunes chercheurs.

Gérard, que je remercie pour sa disponibilité durant ma thèse, et pour avoir relu patiemment chaque mot que j'ai produit, avec toujours des commentaires pertinents qui m'ont permis de produire un travail bien meilleur. En prenant les hypothèses suivantes :

1. Il passe autant de temps sur le travail de tous ses thésards,
2. Sa journée fait 24 h comme tout le monde,

on arrive à une contradiction, d'où l'on peut déduire que l'une des hypothèses précédentes est absurde. Je penche fortement pour la seconde.

Enfin, Pierre, depuis le premier jour de ma thèse où je t'ai demandé "Attend...c'est quoi que tu appelles PSF?", au dernier jour où je t'ai demandé "Attend...pourquoi 3 miroirs déformables?", tu as tout le temps pris le temps pour répondre à mes questions (des plus stupides aux plus complexes). Plus généralement, tu as pris le temps pour que ma thèse se passe de manière optimale, sachant allier exigence et grande autonomie. Je n'aurais jamais pu réaliser ce travail sans toi et je ne pouvais rêver meilleure formation pour un futur chercheur.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>15</b>
<b>Partie I Exoplanètes, disques et techniques de détection</b>	<b>21</b>
Principales notations introduites dans la partie I . . . . .	23
<b>I.1 Disques et exoplanètes</b>	<b>25</b>
I.1.1 Historique . . . . .	25
I.1.2 Intérêt de cette recherche . . . . .	25
<b>I.2 Méthodes de détection indirectes et missions dédiées</b>	<b>27</b>
I.2.1 Méthode des vitesses radiales . . . . .	27
I.2.2 Méthode des transits . . . . .	29
I.2.3 Astrométrie . . . . .	30
I.2.4 Micro-lentilles gravitationnelles . . . . .	30
I.2.5 Méthodes indirectes de détection de disques . . . . .	31
<b>I.3 L'imagerie directe à ce jour</b>	<b>35</b>
I.3.1 Disques et planètes en imagerie directe . . . . .	35
I.3.2 Formation d'images . . . . .	36
I.3.3 Aberrations du front d'onde . . . . .	37
I.3.4 Hauts contrastes et hautes résolutions angulaires . . . . .	39
I.3.5 Interférométrie en frange noire . . . . .	42
I.3.6 Coronographie . . . . .	43
I.3.6.1 Le coronographe solaire de Lyot . . . . .	43
I.3.6.2 Coronographe stellaire : exemple du coronographe quatre quadrants . . . . .	44
I.3.6.3 Description analytique d'un coronographe . . . . .	46
I.3.6.4 Limitations d'un coronographe . . . . .	47
I.3.6.5 Performances d'un coronographe . . . . .	48



I.3.6.6 Quelques coronographes stellaires . . . . .	48
I.3.6.6.1 Coronographes de phase . . . . .	49
I.3.6.6.2 Autres coronographes stellaires . . . . .	51
I.3.7 Optique adaptative . . . . .	51
I.3.7.1 Principe de l'optique adaptative . . . . .	51
I.3.7.2 Les analyseurs de surface d'onde . . . . .	52
I.3.7.3 Miroirs déformables . . . . .	53
I.3.7.3.1 Les miroirs bimorphes . . . . .	53
I.3.7.3.2 Les miroirs à empilement . . . . .	53
I.3.7.3.3 Les miroirs à bobines . . . . .	54
I.3.7.3.4 Les miroirs MEMS à membrane continue . . . . .	54
I.3.7.3.5 Les miroirs segmentés . . . . .	54
I.3.7.3.6 Les miroirs tip-tilt . . . . .	55
I.3.7.4 Méthodes de correction . . . . .	55
I.3.7.5 Aberrations différentielles et quasi-statiques . . . . .	58
I.3.8 Techniques de post-traitement pour la soustraction de <i>speckles</i> . . . . .	59
I.3.8.1 HST et les premières soustractions de <i>speckles</i> . . . . .	59
I.3.8.2 <i>Roll deconvolution</i> . . . . .	60
I.3.8.3 <i>Angular Differential Imaging</i> . . . . .	61
I.3.8.3.1 L'ADI comme méthode d'observation . . . . .	61
I.3.8.3.2 Traitement général des images de ce type . . . . .	61
I.3.8.3.3 L'ADI comme traitement d'image . . . . .	63
I.3.8.4 Amélioration des techniques différentielles angulaires . . . . .	64
I.3.8.5 Limitations des méthodes différentielles angulaires . . . . .	66
I.3.8.6 Imagerie différentielle spectrale, de polarisation et de cohérence . . . . .	67
I.3.9 Quelques instruments d'imagerie haut contraste . . . . .	68
I.3.9.1 Hubble Space Telescope et James Webb Space Telescope . . . . .	68
I.3.9.2 Instruments au sol . . . . .	69
<b>I.4 Techniques actives d'imagerie très haute dynamique</b>	<b>73</b>
I.4.1 Correction active de <i>speckles</i> dans le plan focal d'un coronographe et concept de <i>dark hole</i> . . . . .	73
I.4.2 Interférométrie coronographique et correction active de <i>speckles</i> avec le CAL . . . . .	75
I.4.3 Modulation temporelle des <i>speckles</i> . . . . .	76
I.4.4 La modulation spatiale des <i>speckles</i> . . . . .	77
I.4.4.1 Principe de la <i>self-coherent camera</i> . . . . .	77
I.4.4.2 Extraction du champ complexe . . . . .	79

---

I.4.4.3 La <i>self-coherent camera</i> comme technique post-traitement . . . . .	79
I.4.5 Comparaison de ces méthodes de modulation temporelle et spatiale . . . . .	80
I.4.6 Avenir de l'imagerie haut contraste . . . . .	81
I.4.6.1 Projets de missions et instruments . . . . .	81
I.4.6.2 Un tour d'horizon des bancs expérimentaux actuels . . . . .	82
<b>Partie II Le banc très haute dynamique</b>	<b>85</b>
<b>II.1 Une description du banc THD</b>	<b>89</b>
II.1.1 Présentation général et objectifs . . . . .	89
II.1.2 Trajet optique . . . . .	90
II.1.3 Les coronographes . . . . .	92
II.1.3.1 FQPM . . . . .	92
II.1.3.2 Autres coronographes utilisés sur le banc THD . . . . .	92
II.1.4 Diaphragmes de référence . . . . .	93
II.1.5 Sources . . . . .	93
II.1.6 Filtres de densités neutres et mesure du contraste . . . . .	94
II.1.7 La boucle tip-tilt . . . . .	95
II.1.8 Contrôle à distance . . . . .	96
II.1.9 Le banc THD 2 . . . . .	96
<b>II.2 Détecteurs</b>	<b>99</b>
II.2.1 Présentation des détecteurs . . . . .	99
II.2.2 Bruit de lecture, bruit thermique et pixels chaud . . . . .	101
II.2.3 Linéarité et gain . . . . .	101
<b>II.3 Analyse du miroir déformable 1024 actionneurs de Boston Microma-</b>	<b>105</b>
<b>chines</b>	
II.3.1 Le miroir déformable 1024 actionneurs de Boston Micromachines . . . . .	105
II.3.2 Analyse au Laboratoire d'Astrophysique de Marseille : banc et mode opératoire	107
II.3.3 Forme du miroir . . . . .	108
II.3.4 Qualité de surface . . . . .	110
II.3.5 Comportement d'un actionneur . . . . .	113
II.3.5.1 Étude de la fonction d'influence et couplage . . . . .	113
II.3.5.2 Étude de la réponse quadratique . . . . .	114
II.3.5.3 Gains de tous les actionneurs . . . . .	115
II.3.6 Actionneurs endommagés . . . . .	115

II.3.6.1 Actionneur lent . . . . .	115
II.3.6.2 Actionneurs couplés . . . . .	116
II.3.6.3 Actionneur mort . . . . .	117
II.3.7 Conséquences sur le banc . . . . .	117
 <b>Partie III La <i>self-coherent camera</i></b>	 <b>119</b>
 <b>III.1 Modélisation numérique</b>	 <b>123</b>
III.1.1 Le code de simulation numérique MEHICI . . . . .	123
III.1.2 Développements . . . . .	123
III.1.3 Futures améliorations de MEHICI . . . . .	125
 <b>III.2 La <i>self-coherent camera</i> comme analyseur de front d'onde en plan focal (Mazoyer et al., 2013a)</b>	 <b>127</b>
 <b>III.3 Utilisation de la <i>self-coherent camera</i> pour la minimisation des <i>speckles</i> en plan focal</b>	 <b>141</b>
III.3.1 Principe de la minimisation de <i>speckles</i> en plan focal . . . . .	141
III.3.1.1 Minimisation de $I_-$ . . . . .	142
III.3.1.2 Équivalence avec la minimisation de $A_S$ . . . . .	145
III.3.1.3 Intensité stellaire dans le plan focal du coronographe . . . . .	147
III.3.2 Autres améliorations apportées . . . . .	148
III.3.3 Résultats (Mazoyer et al., 2014a) . . . . .	148
III.3.4 Comparaison des deux méthodes d'utilisation de la <i>self-coherent camera</i> . .	153
 <b>III.4 Limitations actuelles et améliorations futures</b>	 <b>155</b>
III.4.1 Limitations des coronographes . . . . .	155
III.4.2 Estimation en large bande spectrale . . . . .	156
III.4.2.1 Problème de l'estimation en large bande . . . . .	156
III.4.2.2 La <i>self-coherent camera</i> en multi-référence . . . . .	159
III.4.3 Aberrations d'amplitude . . . . .	161
III.4.4 Autres limitations . . . . .	161
 <b>Partie IV Analyse de disques à partir de données d'archives NICI</b>	 <b>163</b>
 <b>IV.1 Etude grâce à l'instrument NICI</b>	 <b>167</b>
IV.1.1 Description de NICI . . . . .	167
IV.1.2 Etoiles analysées . . . . .	167

---

IV.1.3 Traitement des données . . . . .	168
<b>IV.2 Résultat de l'analyse d'archive NICI</b>	<b>171</b>
IV.2.1 HD 141569A . . . . .	171
IV.2.2 HD 15115 . . . . .	172
<b>Conclusion</b>	<b>183</b>
<b>Résultats</b>	<b>185</b>
<b>Perspectives</b>	<b>187</b>
<b>Liste des publications</b>	<b>189</b>
<b>Table des figures</b>	<b>193</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>195</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>197</b>



# Introduction

*Computer science is no more about computers than astronomy is about telescopes, biology is about microscopes, or chemistry is about beakers and test tubes.*

Michael R. Fellows & Ian Parberry



*Afin donc que notre monde fût semblable en unité à l'animal parfait, l'auteur n'en a fait ni deux, ni un nombre infini ; il n'est né que ce ciel unique et il n'en naîtra plus d'autre.*

Platon, *Le Timée* (Quatrième siècle avant Jésus Christ)

*Ce n'est pas seulement le nombre des atomes, c'est celui des mondes qui est infini dans l'univers. Il y a un nombre infini de mondes semblables au nôtre et un nombre infini de mondes différents.*

Épicure, *Lettre à Hérodoté* (Troisième siècle avant Jésus Christ)

Ainsi, dès l'Antiquité, la question de la pluralité des mondes est activement débattue. Il s'agit de savoir si notre planète est unique ou au contraire banale dans l'univers. D'un côté Platon croit en une unicité absolue de notre monde. De l'autre Épicure imagine une infinité de mondes semblables et différents du nôtre. Bien sûr cette question sous-tend celle de la place de l'homme dans l'univers, comme celle du passage d'un modèle géocentrique à un modèle héliocentrique, et de manière plus explicite encore. En cela, on peut considérer que cette recherche de la pluralité des mondes est l'une des questions majeures qui ont porté le développement de l'astronomie depuis l'antiquité.

De la fin de l'antiquité à la renaissance, en Occident, le système de Ptolémée place la Terre au milieu de l'univers (système géocentrique) et le soleil, les planètes connues, et les autres étoiles tournent autour sur des sphères de cristal de plus en plus vastes. Par sa position, la Terre se retrouve unique non seulement au sein du système solaire, mais au sein de l'univers. Copernic en proposant un système héliocentrique dans son ouvrage *Des Révolutions des sphères célestes* (1543), fait perdre son unicité à la Terre, qui devient alors une planète parmi d'autres, sans toutefois aller jusqu'à imaginer qu'il puisse y avoir d'autres systèmes stellaires. Giordano Bruno va passer ce cap quarante ans plus tard :

*Il est donc d'innombrables soleils et un nombre infini de terres tournant autour de ces soleils, à l'instar des sept terres[la Terre, la Lune, les cinq planètes alors connues : Mercure, Vénus, Mars, Jupiter, Saturne] que nous voyons tourner autour du Soleil qui nous est proche.*

Giordano Bruno, *De l'infinito universo et Mondi* (1584)

En voulant nier à la Terre son unicité, il va jusqu'à appeler les autres planètes des Terres et n' imagine pas que ces astres sont extrêmement différents du nôtre. Bernard Le Bouyer de Fontenelle va décrire au XVII<sup>e</sup> siècle dans *Entretiens sur la pluralité des mondes* un système solaire où toutes les planètes et la Lune sont habitées. Dans ce même ouvrage, il représente avec une bonne intuition toute la variabilité possible des systèmes stellaires (voir la figure 1). Isaac Newton va finalement donner avec la gravitation un cadre unifiant tous les systèmes stellaires autour de lois communes :

*Et si les étoiles fixes sont les centres de systèmes semblables, ils seront alors tous construits selon le même concept et sujets à la domination de l'Un.*

Isaac Newton, *General Scholium* (1713)



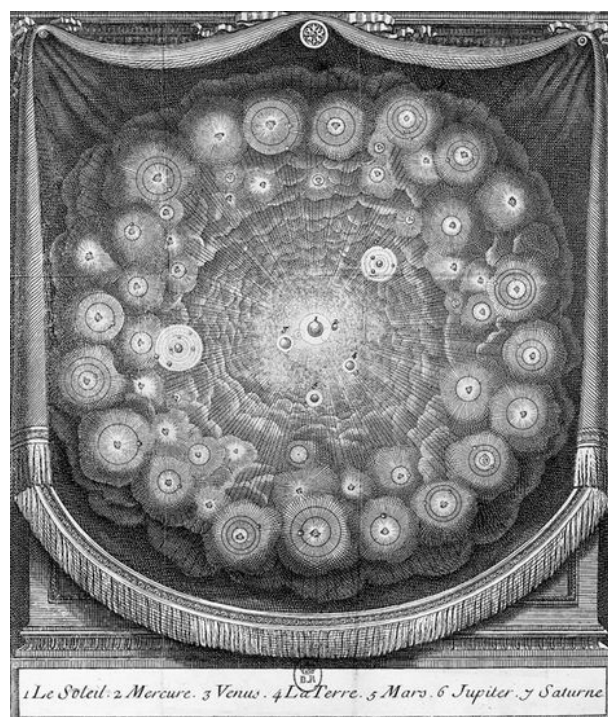


FIGURE 1 – Représentation de la diversité des systèmes planétaires. *Entretiens sur la pluralité des mondes*, Bernard Le Bouyer de Fontenelle (1686)

Il faut attendre la fin du XX<sup>e</sup> siècle pour découvrir de “nouveaux mondes” en dehors du système solaire, que l’on appelle maintenant exoplanètes. Entre Newton et cette découverte, l’astronomie puis l’exploration spatiale ont permis l’analyse détaillée des astres de notre système. Paradoxalement, cette analyse, qui a surtout permis de montrer l’extrême diversité des objets planétaires, est toujours aujourd’hui axée vers la recherche de similitudes avec la Terre. Ainsi, de récentes missions comme l’atterrisseur Huygens ou le robot martien Curiosity sont orientées vers la détection de traces passées ou présentes de vie. Il est évident que cette motivation est aussi importante dans la recherche d’exoplanètes. Cependant, en dehors de la recherche de mondes habitables, la découverte et l’analyse de nouvelles planètes ont permis d’enrichir de façon phénoménale notre connaissance des systèmes planétaires.

Dans la première partie de ce manuscrit, je décrirai rapidement ces avancées. Je compléterai aussi l’histoire des “mondes nouveaux”, de la découverte des premières exoplanètes il y a 20 ans à nos jours, introduisant au passage les différentes méthodes utilisées. J’insisterai particulièrement sur l’imagerie directe : cette méthode et toutes les techniques qu’elle utilise (imagerie haute dynamique, interférométrie ou coronagraphie, optique adaptative<sup>1</sup>) forment le cœur des spécialités du pôle haute résolution angulaire en astrophysique (HRAA) du laboratoire d’études spatiales et d’instrumentation en astrophysique (LESIA) de l’observatoire de Paris-Meudon. C’est dans ce cadre que Pierre Baudoz a présenté en 2006 un instrument, la *self-coherent camera*, principal objet de mon travail de recherche.

Je décrirai dans une seconde partie le cadre technique de ce travail, c’est-à-dire le banc optique très haute dynamique (THD) de l’observatoire de Meudon. Certains chapitres de cette partie seront en particulier dédiés aux éléments du banc que j’ai caractérisés. J’ai obtenu sur ce

1. Bref la science des télescopes et des microscopes

banc mes résultats expérimentaux.

Ceux-ci seront présentés dans la troisième partie, sous la forme d'articles que j'ai publiés dans *Astronomy & Astrophysics* durant ma thèse. En complément de ces publications, je développerai d'autres éléments qui n'y sont pas abordés mais qui ont fait partie de mon travail de thèse.

Malheureusement, la *self-coherent camera* n'a pas encore pu être testée sur un télescope. Durant la dernière année de ma thèse et sur les conseils d'Anthony Boccaletti, j'ai donc décidé d'étudier les données d'archive d'un autre instrument d'imagerie directe, le near-infrared coronagraphic instrument (NICI) du télescope Gemini Sud. Je décrirai dans la quatrième partie les traitements appliqués sur les images brutes et les algorithmes utilisés pour l'imagerie différentielle angulaire. Cette recherche a été fructueuse et a donné lieu à une publication sur le disque circumstellaire situé autour de l'étoile HD 15115. Dans cette partie, je décrirai aussi de façon plus précise les traitements et méthodes d'analyse que j'ai utilisés dans cette publication et présenterai d'autres résultats issus de l'analyse de données d'archive.



## Première partie

# Exoplanètes, disques et techniques de détection



Vincent van Gogh, *Route avec un cyprès et une étoile*



## Principales notations introduites dans la partie I

TABLE 1

Formation d'images (paragraphe I.3.2)	
$\mathcal{O}$	Étoile observée
$\mathcal{O}_C$	Compagnon ou disque circumstellaire recherché
$\vec{\xi}$	Coordonnée vectorielle en plan pupille
$\vec{x}$	Coordonnée vectorielle en plan focal
$\rho = \sqrt{\ \vec{\xi}\ ^2}$	Distance radiale au centre du plan pupille
$r = \sqrt{\ \vec{x}\ ^2}$	Distance radiale au centre du plan focal
$\lambda$	Longueur d'onde
$\lambda_0$	Longueur d'onde centrale de la bande de longueur d'onde
$R_\lambda = \lambda_0/\Delta\lambda$	Résolution spectrale
$\psi_0$	Amplitude du champ de l'étoile incident
$\psi'_S$	Amplitude complexe du champ de l'étoile dans la pupille du télescope
$P$	Fonction décrivant la pupille du télescope
$D$	Diamètre de la pupille
$\mathcal{F}, \mathcal{F}^{-1}$	Transformée de Fourier, Transformée de Fourier inverse
$I$	Intensité dans le détecteur
$I_\star$	Image de l'étoile dans le plan focal du télescope
$I_C$	Image du compagnon ou du disque circumstellaire
$FEP$	Fonction d'étalement du point du télescope
$\delta$	Fonction de Kronecker
$*$	Produit de convolution
Aberrations du front d'onde (paragraphe I.3.3)	
$\phi$	Aberrations de phase dans la pupille
$\alpha$	Aberrations d'amplitude dans la pupille
$\Phi = \phi + i\alpha$	Front d'onde complexe
Coronographie (paragraphe I.3.6)	
$M$	Fonction décrivant le masque coronographique
$A'_S$	Amplitude complexe de l'étoile dans le plan focal, après le masque
$L$	Fonction décrivant le diaphragme de Lyot
$D_L$	Diamètre du diaphragme de Lyot
$\psi_S$	Amplitude complexe de l'étoile dans le plan pupille, après le Lyot
$A_S$	Amplitude complexe de la lumière stellaire issue du Lyot dans le plan du détecteur
$I_S$	Intensité de la lumière stellaire dans le plan du détecteur après un coronographe
Optique adaptative (paragraphe I.3.7)	
$N_{DM}$	Nombre d'actionneurs du miroir déformable dans une direction

*Principales notations introduites dans la partie I (suite)*

$N_{DM} \times N_{DM}$	Nombre d'actionneurs total du miroir déformable
$FI$	Fonction d'influence d'un actionneur
$d_0$	Distance ou pas inter-actionneur
$\omega$	Couplage inter-actionneur
$s$	État de surface du miroir
$k$	Tensions appliquées au miroir
$k^j$	Tensions à l'itération $j$ dans une boucle de correction fermée
$m$	Estimée de la grandeur à minimiser
$m^j$	Estimée de la grandeur à l'itération $j$ dans une boucle de correction fermée
$D$	Matrice d'interaction
$D^\dagger$	Pseudo-inverse de $D$ : matrice de contrôle
$g$	Gain de la boucle de correction fermée

---

Techniques de post-traitement pour la soustraction de <i>speckles</i> (paragraphe I.3.8)	
$\{I_i\}$	Collection d'images prises par l'instrument
$\mathcal{N}$	Nombre d'images dans cette collection
$\theta_i$	Angle parallactique dans l'image $i$ si prise en mode d'observation ADI
$I_{S,ref}$	Image stellaire de référence
$\{\lambda_{ij}\}$	Coefficients pour la construction de l'image stellaire de référence associée à l'image $i$
$\delta_{i,p}$	Mouvement de l'image du compagnon entre les images $i$ et $p$
$\delta_{min}$	Mouvement minimal accepté lors de la sélection des images (rADI, LOCI)
$S_k$	Zone de soustraction (LOCI)
$dr$	Largeur radiale des zones de soustraction (paramètre LOCI)
$g_{LOCI}$	Rapport des largeurs radiales et azimutales de la zone d'optimisation (LOCI)
$N_A$	Taille de la zone de soustraction (LOCI)
$n$	Nombre de vecteurs de Karhunen-Loève choisis (KLIP)

---

Concept de <i>Dark Hole</i> (paragraphe I.4.1)	
$N$	Taille de la pupille en pas inter-actionneur

---

La <i>self-coherent camera</i> (paragraphe I.4.4)	
$R$	Fonction décrivant le diaphragme de référence
$D_R$	Diamètre du diaphragme de référence
$\gamma$	Rapport du diamètre de référence par celui du Lyot
$\vec{\xi}_0$	Distance vectorielle entre les diaphragmes de référence et de Lyot
$A_R$	Amplitude complexe de la voie de référence dans le plan focal
$A^*$	Amplitude complexe conjuguée
$I_R$	Intensité du diaphragme de référence dans le plan focal
$I_{R,ref}$	Enregistrement de l'intensité du diaphragme de référence dans le plan focal
$I_{cent}$	Transformée de Fourier inverse du pic central du plan de Fourier
$I_+, I_-$	Transformées de Fourier inverses des pics latéraux du plan de Fourier

# Chapitre I.1

## Disques et exoplanètes

### I.1.1 Historique

La détection et l’analyse d’exoplanètes et de disques est l’un des grands défis de l’astronomie moderne. Les premières détections de disques par des méthodes indirectes (paragraphe I.2.5) interviennent dans les années 60. Grâce au satellite IRAS notamment, elles vont se multiplier à partir des années 80.

Parallèlement, les détections d’exoplanète commencent au début des années 90. La figure I.1.1 montre le nombre de détections d’exoplanètes selon la méthode utilisée en fonction de l’année. La détection de HD 114762b en 1989 (Latham et al., 1989) qui apparait sur la figure I.1.1 a été présentée à l’époque comme une “probable naine brune”. Du fait de sa masse de 13 masses de Jupiter ( $M_J$ ) elle a cependant été considérée *a posteriori* comme la première détection d’un objet de masse sub-stellaire en dehors du système solaire. Les premières détections incontestées d’exoplanètes interviennent lorsque Wolszczan and Frail (1992) annonce la présence de 2 planètes de 4 masses terrestres ( $M_\oplus$ ) autour du pulsar PSR B1257+12. En effet, la grande régularité du signal produit par ces étoiles à neutrons permet de détecter des perturbations dues à des planètes de faible masse. Enfin la première détection incontestée d’une exoplanète autour d’une étoile de la séquence principale intervient avec 51 Peg b par l’équipe de l’observatoire de Genève Mayor and Queloz (1995). Depuis ces premières découvertes, le rythme de détections n’a cessé de croître, avec le retour de données des différents instruments dédiés.

### I.1.2 Intérêt de cette recherche

La détection de nombreux systèmes planétaires a permis de mettre en avant leur grande diversité. Sur la figure I.2.1, j’ai placé les exoplanètes confirmées en fonction de leur masse et de leur semi grand-axe. J’ai représenté les différentes méthodes de détection par différentes couleurs. On trouve ainsi, pour une même masse de  $10M_J$  des planètes avec des orbites allant de 0.01 à 1000 unités astronomiques (ua). La migration, décrivant les différents types d’interactions disque-planète, est considérée comme l’un des mécanismes majeurs expliquant la diversité des systèmes planétaires observés (Baruteau et al., 2013). La grande quantité de planètes découvertes a déjà permis, dans les cas contournant les biais statistiques introduits par les différentes méthodes, de dresser certaines caractéristiques des systèmes planétaires. On peut citer par exemple le faible nombre de détections de naines brunes (objets compris entre 13 et 80  $M_J$  ayant été formés par effondrement gravitationnel) à de faibles périodes orbitales (moins de 5 unités astronomiques). Cette zone est appelée le désert des naines brunes (Armitage and Bonnell, 2002) ou la très bonne



corrélation entre la présence de planète et l'augmentation de la métallicité d'une étoile (Fischer and Valenti, 2005).

Le faible nombre de planètes découvertes en imagerie directe ne permet pas encore de réaliser des études statistiques aussi précises. Cependant, la possibilité de détecter simultanément disques et planètes permet pour la première fois d'observer l'évolution des systèmes planétaires, allant de l'effondrement gravitationnel à l'origine des étoiles à la formation des premières planètes. Ainsi, on passe continuellement de disques protoplanétaires en effondrement (HH30) aux disques de poussières (TW Hya) puis aux disques de débris ( $\beta$ - Pic) dans lesquels se forment les premières planètes. En outre, la présence d'anisotropie dans ces disques (comme des spirales, voir, par exemple, Grady et al., 2013; Boccaletti et al., 2013), ou d'anneaux (*gap*) permet de prédire l'existence de compagnons pour le moment invisibles et de mettre en évidence les interactions complexes entre disques et planètes. Dans un premier temps, je vais rapidement décrire les différentes méthodes

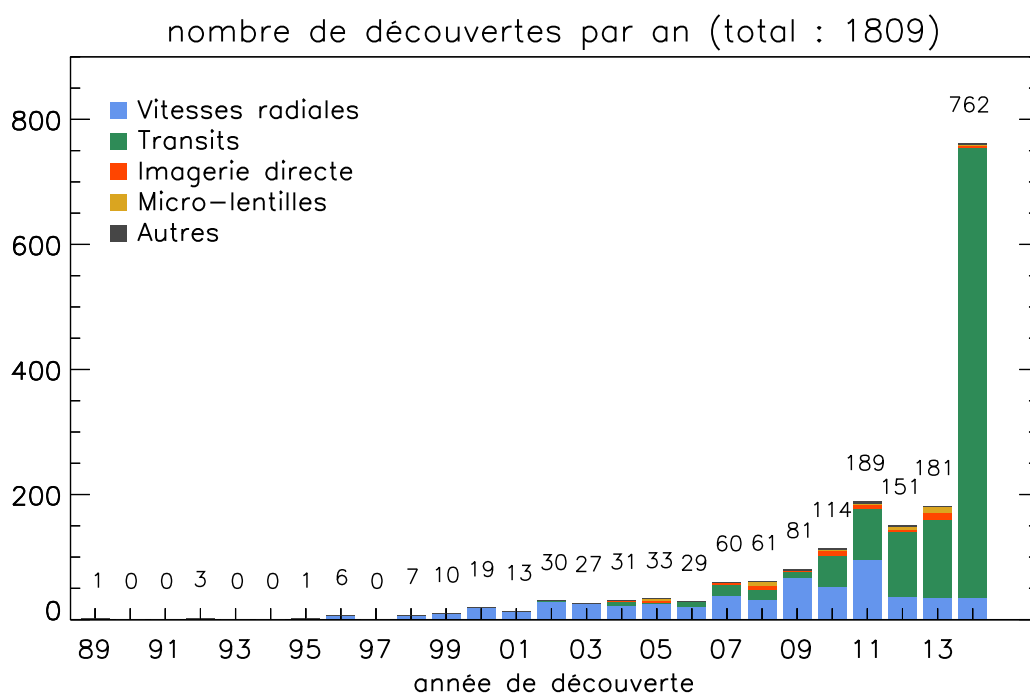


FIGURE I.1.1 – Nombre de détections d'exoplanètes selon la méthode utilisée en fonction de l'année, au 8 juillet 2014. Source : [www.exoplanet.eu](http://www.exoplanet.eu).

de détections indirectes pour les planètes et les disques. Les méthodes de détections directes, objet principal de cette thèse, feront l'objet d'un chapitre à part.

## Chapitre I.2

# Méthodes de détection indirectes et missions dédiées

Depuis les premières détections, plusieurs méthodes ont été développées. Ce chapitre est dédié aux méthodes de détections indirecte, c'est-à-dire ne permettant pas directement l'accès à une image du compagnon ou du disque.

Je commencerai par décrire la méthode des vitesses radiales (paragraphe I.2.1), historiquement la plus ancienne. Je présenterai ensuite la méthode des transits (paragraphe I.2.2) qui a permis la détection du plus grand nombre de planètes. J'évoquerai ensuite l'astrométrie (paragraphe I.2.3) qui, même si elle reste mineure pour le moment, devrait révéler un très grand nombre de planètes grâce à l'analyse des données de la mission Gaia, lancée en décembre 2013. Les avantages et principales découvertes de la méthode des micro-lentilles gravitationnelles seront enfin détaillés dans le paragraphe I.2.4. Ces quatre méthodes permettent souvent d'accéder à des informations différentes et complémentaires sur les planètes, ouvrant la voie à une caractérisation complète. Elles permettent aussi souvent de confirmer une exoplanète. On parlera de candidats pour des détections qui n'ont pas encore fait l'objet d'une validation par une autre méthode ou par une étude plus poussée éliminant les causes possibles de faux positifs. Enfin, je finirai rapidement ce chapitre par les méthodes indirectes de détection de disques de poussières (paragraphe I.2.5).

### I.2.1 Méthode des vitesses radiales

La méthode des vitesses radiales utilise l'effet Doppler pour mesurer des mouvements de l'étoile induit par un compagnon dans la direction radiale au plan du ciel. Cependant, cette méthode ne permet l'accès qu'à la "masse minimale" de la planète, ou  $M_p \sin(i)$  où  $M_p$  est la véritable masse de la planète et  $i$  est l'inclinaison c'est-à-dire l'angle entre le plan de l'orbite et le plan du ciel (un système d'inclinaison nulle, c'est-à-dire vu de face est donc indétectable avec cette méthode). Une autre méthode (transit ou astrométrie, voir paragraphes suivants) doit donc être utilisée en complément pour déterminer exactement la masse de l'objet.

Cette méthode maximise son rapport signal à bruit pour des planètes massives à petit semi-grand axe. Cela introduit un biais statistique : la majorité des planètes observées pour le moment sont des planètes de masse comparable ou supérieure à celle de Jupiter orbitant à des distances inférieures à 1 ua, voire beaucoup moins, à l'image de 51 Peg. Sur la figure I.2.1, on observe que parmi les centaines de planètes découvertes par cette méthode, seules deux orbitent à plus de 10 AU de leur étoile.

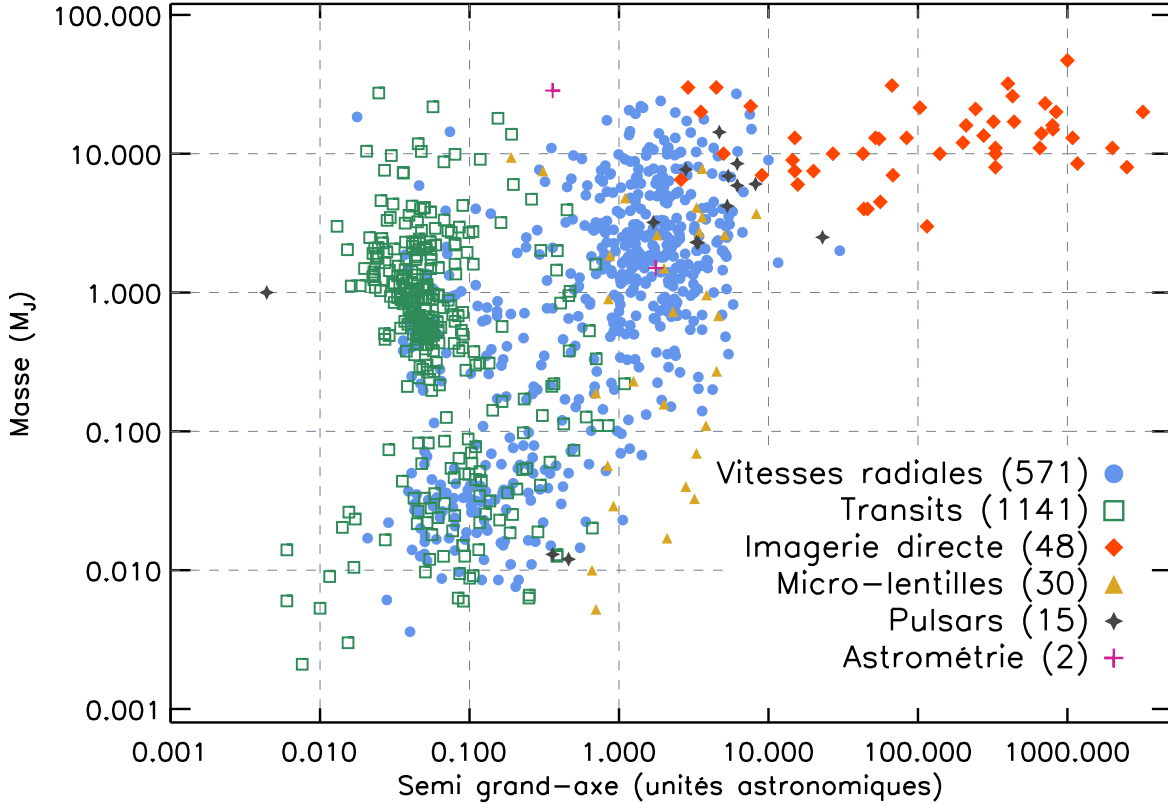


FIGURE I.2.1 – Diagramme masse (en masse de Jupiter,  $M_J$ ) - semi grand-axe de l'orbite (en ua) pour toutes les exoplanètes détectées selon différentes méthodes au 8 juillet 2014. Source : [www.exoplanet.eu](http://www.exoplanet.eu).

Depuis ELODIE, instrument qui permis la détection de 51 peg, avec une précision maximale sur les vitesses de 13 m/s, les spectrographes pour la détection d'exoplanètes se sont développés. Les instruments HARPS (Pepe et al., 2000) au télescope de 3.6 m de La Silla, HIRES (Vogt et al., 1994) au KECK ou plus récemment PFS au Magellan (Crane et al., 2006) et HARPS-N (N pour *north*, réplique de HARPS au télescope de La Palma, Cosentino et al., 2012), atteignent maintenant des précisions de quelques dizaines de cm/s. ESPRESSO (Pepe et al., 2014) qui devrait être mis en service en 2016 à Paranal au Chili vise même une précision d'une dizaine de cm/s (par comparaison, la Terre induit une variation de 9 cm/s sur le Soleil). Cependant la variabilité intrinsèque des étoiles constitue une limite fondamentale de cette méthode. Pour cette raison la méthode des vitesses radiales n'a pas pu être utilisée pour confirmer l'existence des "super-Terres" du système Kepler-62 (Borucki et al., 2013). Cependant, la modélisation de ces variations planétaires et l'augmentation des temps d'observation pour moyenner ces effets peut permettre de dépasser cette limite dans certains cas, comme pour la détection de Alpha Centauri Bb (Dumusque et al., 2012).

## I.2.2 Méthode des transits

La méthode des transits tente de détecter des planètes par la baisse de la luminosité reçue d’une étoile qu’elles occasionnent lors de leur passage entre celle-ci et l’observateur. L’existence d’un tel événement est donc une condition nécessaire immédiate pour qu’une planète soit détectable par cette méthode, ce qui limite fortement la part des planètes observables (celles pour  $i \simeq 90^\circ$ ). Cette méthode permet l’accès au rayon de la planète avec un unique transit mais requiert d’en observer plusieurs pour avoir accès à la période (et donc au semi grand-axe, par la relation de Kepler). Cette méthode est plus efficace pour les planètes de grand diamètre orbitant très près de leur étoile, comme le montre la figure I.2.1 (les planètes détectées par transits sont représentées par des carrés verts). Enfin, elle permet de fixer précisément l’angle d’inclinaison et donc, si elle est combinée avec la méthode des vitesses radiales, de trouver la masse réelle de l’objet et sa densité moyenne.

La première détection d’une exoplanète par transit (HD 209458 b) eu lieu 5 ans après la détection de 51 Peg, en janvier 2000 (Henry et al., 2000; Charbonneau et al., 2000). Cette longue période est sans doute due à la faible probabilité de transit dans l’échantillon des planètes détectées par vitesse radiales. La grande précision requise sur la photométrie poussa alors le développement rapide de missions spatiales : CoRoT (Convection, Rotation & Transits planétaires, Baglin, 2003), qui fut lancé par le CNES moins de 7 ans après cette première détection et Kepler, mission de la NASA dont la campagne a duré de Mars 2009 à Août 2013. Ces missions observent en continu un grand nombre d’étoiles pour maximiser la probabilité d’observer un transit. De décembre 2006 à novembre 2012, CoRoT a observé environ 163 000 étoiles pendant plusieurs mois chacune. Cette “petite” mission (miroir de 27 cm) totalise tout de même 27 détections en mars 2014 et 500 candidates (Parviainen et al., 2014). Parmi les planètes détectées, on peut noter la présence de la première “super-Terre” Corot-7b (Léger et al., 2009), de 1.7 rayon terrestre. Pour sa part, Kepler, mission de taille beaucoup plus conséquente (miroir de 95 cm), a découvert plus de 850 exoplanètes confirmées (Rowe et al., 2014).

Plusieurs causes de faux positifs ont été analysées : le transit d’une étoile de fond peut créer les mêmes baisses de luminosité que celui d’une planète par exemple. On préfère donc souvent parler de candidates avant une confirmation, souvent par la méthode des vitesses radiales. Dans certains cas une analyse poussée des données permet aussi d’éliminer toutes les causes de faux positifs (voir le *blender* de Torres et al., 2004). Cette méthode a ainsi permis de confirmer Kepler-10b, la première planète rocheuse découverte par cet instrument (Batalha et al., 2011).

Enfin, la mesure précise des variations de la période des transits peut permettre de confirmer une ou plusieurs planètes sans avoir recours à des vitesses radiales. Lissauer et al. (2011) annonce ainsi la découverte d’un système de 6 planètes autour de Kepler-11 : en analysant précisément leur période, cette méthode va permettre d’assigner chacun des 130 transits observés à l’une ou l’autre des planètes.

Les résultats de la mission Kepler ont permis d’estimer que la mission Gaia (utilisant l’astrométrie des étoiles pour les détecter), lancée en décembre 2013, devrait détecter 5000 exoplanètes (de Bruijne, 2012). En outre, les futures missions CHEOPS européennes (CHAracterizing ExO-Planet Satellite, Broeg et al., 2013) et PLATO (PLANetary Transits and Oscillations of stars, Catala, 2009), et américaine TESS (Transiting Exoplanet Survey Satellite Ricker et al., 2009) utiliseront elles aussi la méthode des transits pour la détection d’exoplanètes.

### I.2.3 Astrométrie

L’astrométrie utilise les mouvements de l’étoile au cours du temps pour en déduire la présence d’une planète. La simplicité apparente de cette méthode fait qu’elle a été utilisée depuis longtemps pour tenter de détecter des binaires ainsi que des objets de masse planétaire. Cette méthode présente l’avantage d’être peu sensible aux variations de luminosité sur l’étoile hôte (Makarov et al., 2009) et d’avoir un rapport signal à bruit maximum pour les planètes massives à grand semi-grand axe, ce qui en fait une méthode complémentaire des deux premières que j’ai présentées. Cependant, comme pour les vitesses radiales, il est souvent difficile de mesurer les paramètres orbitaux sur une période inférieure à une orbite ce qui est particulièrement handicapant pour cette méthode qui nécessite donc de longues campagnes d’observation.

Elle a permis la détection confirmée de deux planètes, autour de la binaire HD 176051 (Mutterspaugh et al., 2010) et de la naine blanche DE0823-49 (Sahlmann et al., 2013). Mais utilisée sur des planètes déjà découvertes par vitesses radiales, elle a aussi permis de lever l’ambiguïté de masse de certains objets pour les confirmer ou au contraire les infirmer. Ainsi, le candidat orbitant autour de HD 33636 s’est avérée être une autre étoile (Bean et al., 2007) : l’astrométrie de ce système a permis de réaliser qu’il était vu de face ( $i = 4.1^\circ \pm 0.1$ ), ce qui, à partir d’une masse minimale calculée de  $M_p \sin(i) = 9.28 M_J$  (Butler et al., 2006) donne une masse réelle de  $M_p = 142 \pm 11 M_J$ . La mission Gaia intégrera des instruments astrométriques de précision et devrait permettre, au cours de sa mission de 5 ans, la détermination de la masse exacte de nombreuses exoplanètes détectées en vitesses radiales et la détection de milliers d’autres objets (Sozzetti, 2011). Avant même les retours de cette mission, le potentiel de cette méthode fait qu’elle est envisagée dans d’autres missions comme le Nearby Earth Astrometric Telescope (NEAT, Malbet et al., 2012).

### I.2.4 Micro-lentilles gravitationnelles

Enfin, on trouve, en plus de l’imagerie directe (qui fera l’objet du chapitre I.3) et des planètes détectées autour des pulsars (déjà évoquées précédemment), la méthode des micro-lentilles gravitationnelles, qui utilise la déviation de la lumière d’une étoile de fond par une étoile et/ou une planète.

Les grandes collaborations MOA (*Microlensing Observations in Astrophysics*, Bond et al., 2001) et OGLE (*Optical Gravitational Lensing Experiment*, Udalski, 2003) ont permis à ce jour la détection de plusieurs dizaines d’exoplanètes (voir figure I.2.1). L’inconvénient de cette méthode est qu’elle nécessite des alignements qui rendent les observations impossibles à reproduire. Cependant, elle présente l’énorme avantage de pouvoir accéder à la fois à des planètes à courts et à grands demi-grand axes et de masses variées, ce qui permet d’établir des statistiques présentant moins de biais d’observations que les autres méthodes indirectes. Une étude récente (Cassan et al., 2012) a ainsi conclu que les étoiles possédant une ou plusieurs planètes sont la règle plutôt que l’exception. Cette étude conclue aussi que les planètes de types super-Terres (5 à 10 masses terrestres) sont beaucoup plus abondantes en proportion que les planètes de masse comparable à celle de Jupiter, cibles privilégiées des autres méthodes de détection indirecte.

La future mission W-FIRST (*Wide-Field InfraRed Survey Telescope*, Spergel et al., 2013) intégrera une partie de détection par micro-lentilles gravitationnelles (Sumi, 2012). Parmi les découvertes remarquables, on peut citer plusieurs objets libres de masse planétaire (appelées parfois *free floating planets*, voir Sumi et al., 2011) et même un système planète gazeuse–Lune extrasolaire (Bennett et al., 2013).

## I.2.5 Méthodes indirectes de détection de disques

De la même façon, les disques de poussières ont été détectés par des méthodes indirectes avant d'être effectivement observés. En étudiant la distribution d'énergie spectrale (*spectral energie distribution* ou SED en anglais) de plusieurs étoile de type T Tauri (étoiles variables nommée d'après T Tau, dont la variabilité est connue depuis 1850), [Mendoza V. \(1966\)](#) remarque un excès en infrarouge (par rapport à la courbe attendue d'un corps noir). Il émet l'hypothèse que cet excès est dû à une enveloppe circumstellaire, plus froide. Les SED de centaines d'étoiles vont être observées par IRAS (*Infrared Astronomical Satellite*, 1983), ce qui permettra à [Lada \(1987\)](#) de classer les excès infrarouges observés en trois classes (I, II et III). [Adams et al. \(1987\)](#) montre que ces classes correspondent à une évolution des proto-étoiles vers les étoiles de faible masse ( $< 2$  masses solaires) de la séquence principale. [André et al. \(1993\)](#) propose ultérieurement une classe 0.

La figure [I.2.2](#) (adaptée de [Pinte, 2006](#)) montre les SED pour ces différentes classes. En gris, on a représenté l'émission de corps noir des étoiles. La première étape (classe 0) correspond à une proto-étoile assez froide (pic de la SED dans l'infrarouge lointain ou le sub-millimétrique), au centre d'une enveloppe de masse supérieure.

Dans l'étape suivante (classe I), l'enveloppe a perdu une grande partie de sa masse au profit de l'étoile. La matière restante se concentre sur un disque. La lumière de la proto-étoile peut alors pénétrer l'enveloppe circumstellaire et nous parvenir (dans la SED, on commence à deviner la forme du corps noir de l'étoile). Enfin, des jets bipolaires se forment.

Les SED caractéristiques des disques de type T Tauri correspondent au type II. La matière circumstellaire (gaz et poussière) s'est alors concentrée sur un disque optiquement épais et évasé. La SED est alors centrée sur l'émission de l'étoile. Le disque produit un fort excès en infrarouge (à droite de la SED, matière plus froide que le disque). La matière en accrétion tombant sur l'étoile produit un faible excès en ultraviolet. Dans ces trois premières étapes proto-stellaires, les réactions de fusions au cœur des étoiles ne se sont pas encore initiées.

Finalement, la classe III correspond à des étoiles proches de ou dans la séquence principale. La matière ne tombe généralement plus sur l'étoile et la SED est proche de celle d'un rayonnement corps noir. Dans certains cas, celle-ci présente un léger excès infrarouge correspondant à un disque mince. La poussière de ces disques de débris n'est plus primordiale, mais issue de la collision des planétésimaux. Enfin, les exoplanètes, si elles sont présentes, sont déjà formées au sein de ces disques. Les excès infrarouges ont par exemple permis de prédire l'existence des disques autour de Vega, Fomalhaut et  $\beta$ -Pictoris par le satellite IRAS avant leur observation directe ([Aumann et al., 1984](#); [Smith and Terrile, 1984](#)). Le disque autour de HD 15115, qui sera étudié dans la dernière partie de ce manuscrit, appartient lui aussi à cette classe.

Devant le succès de la missions IRAS (de seulement 10 mois) de nombreuses télescopes spatiaux infrarouge ont été lancés, permettant la détection de plusieurs centaines d'excès infrarouges. On peut citer les satellites ISO (1995-1998), Spitzer (2003 - 2009<sup>1</sup>), WISE (2009 - 2010<sup>1</sup>), Herschel (2009 - 2013). Ces très nombreuses observations ont permis de raffiner ces modèles. Ainsi, les disques de transition ([Strom et al., 1989](#)), présentant des structures complexes les rapprochant des disques de débris, mais possédant encore du gaz, pourraient être des étapes intermédiaires entre les classes II et III et le siège d'une formation planétaire. Le disque HD 141569A, dont je traiterai dans la dernière partie de ce manuscrit, est un disque de transition (pour une revue de ces disques, voir [Espaillat et al., 2014](#)). De même, au sein de la classe III, l'étude précise des SED peut permettre d'identifier des disques continus, ou possédant une ou deux ceintures, séparées

1. Date d'épuisement du liquide de refroidissement, mais la mission continue.

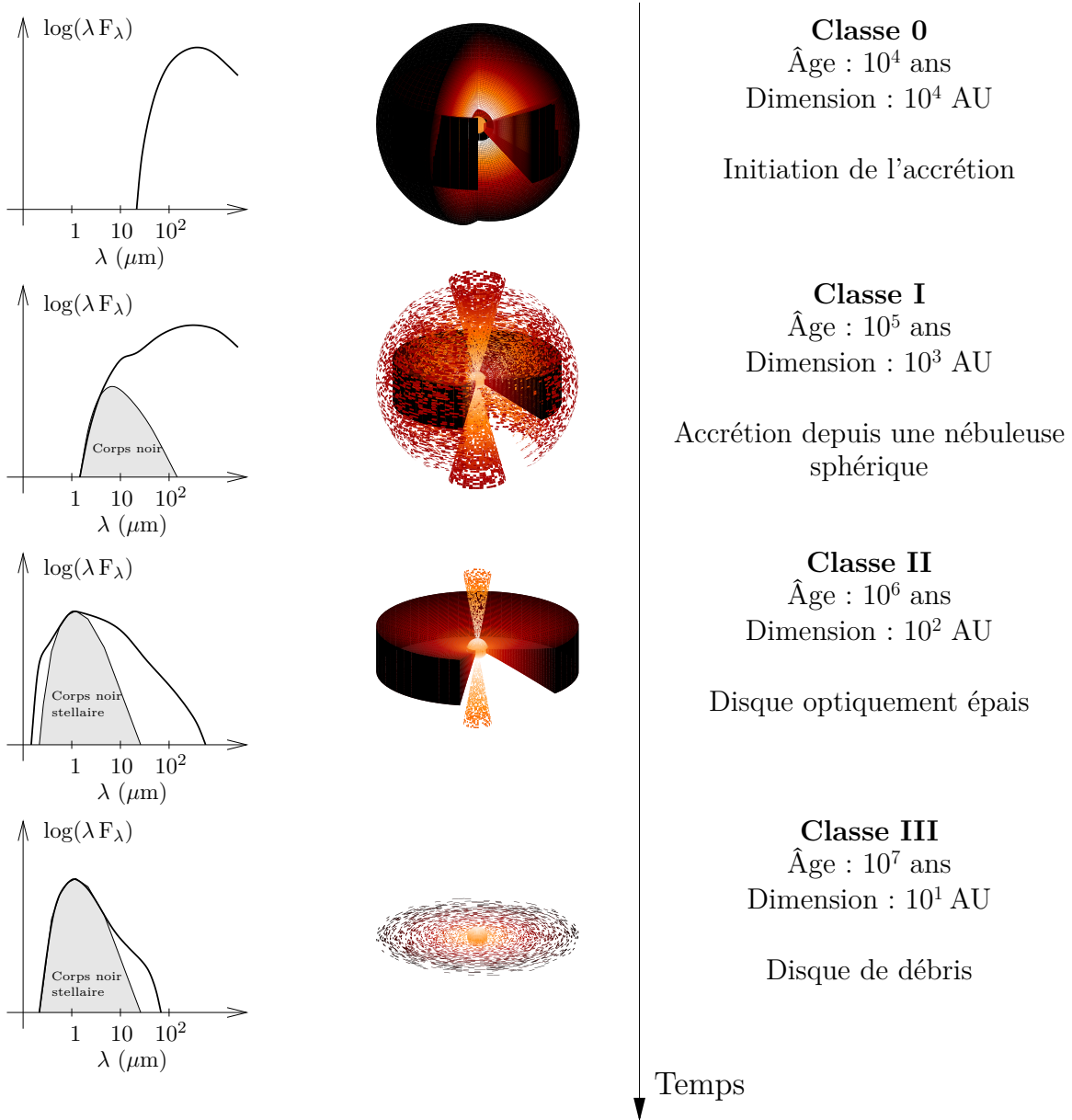


FIGURE I.2.2 – Différentes étapes de la formation d'étoile de faibles masses. A gauche sont représentées les densités spectrales d'énergie obtenues, tandis que la colonne centrale montre la forme générale du système (attention, les échelles spatiales ne sont pas les mêmes). A droite, caractéristiques (âge et échelle) et description des différentes classes proposées par [Lada \(1987\)](#) et [André et al. \(1993\)](#). Figure adaptée de [Pinte \(2006\)](#).

par une cavité circulaire (Chen et al., 2014), qui peut être le signe de la présence d'un compagnon. Enfin, cette analyse a aussi permis d'identifier les étoiles de type Herbig Ae/Be (Meeus et al., 2001), pendant du type T Tauri pour les étoiles de masse intermédiaire (entre 2 et 8 masses solaires).

Cependant, ces observations indirectes laissent plusieurs inconnues dans la géométrie du disque (Schneider et al., 2014) et Vinković et al. (2003) montre même qu'un halo sphérique optiquement mince autour d'une étoile sans disque peut produire les mêmes types de SED qu'un disque circumstellaire. Mais ces méthodes restent tout de même des outils précieux lorsqu'ils sont utilisés en complément d'une méthode permettant de résoudre le disque, comme l'interférométrie (Lachaume et al., 2003) ou l'imagerie directe (Schneider et al., 2003), objet principal de cette thèse.





## Chapitre I.3

# L'imagerie directe à ce jour

Dans ce chapitre, je m'intéresse aux méthodes directes pour la détection et l'analyse d'exoplanètes et de disques et plus spécifiquement aux techniques issues de la coronagraphie. Je commencerai dans le paragraphe I.3.1 par rappeler rapidement l'historique et l'intérêt de la détection directe. Les paragraphes I.3.2 et I.3.3 sont ensuite consacrés au rappel de base de l'imagerie à travers un télescope. J'expliquerai ensuite les limitations (haut contraste et haute résolution angulaire) inhérentes à toute méthode d'imagerie directe (paragraphe I.3.4). Je présenterai ensuite deux méthodes d'imagerie directe, en développant particulièrement la coronagraphie, qui est à la base de ce travail de thèse.

L'objectif de ce chapitre est ensuite de donner une vision de toutes les techniques mises en œuvre à ce jour dans ce domaine. Ces techniques peuvent être actives, comme l'optique adaptative (paragraphe I.3.7) qui améliore les performances avant l'acquisition des images, ou au contraire postérieures à la capture des données (paragraphe I.3.8). Finalement, je conclurai ce chapitre par la présentation dans le paragraphe I.3.9 de quelques instruments spatiaux ou au sol actuellement utilisés ou sur le point de commencer leur phase d'observation.

### I.3.1 Disques et planètes en imagerie directe

Nous fêtons cette année les 30 ans de la première image d'un disque de débris, celui de  $\beta$ -Pictoris (Smith and Terrile, 1984) grâce à un télescope de 2.5m à l'observatoire de Las Campanas. Nous fêtons d'ailleurs aussi les 10 ans de la première image d'un objet de masse planétaire (orbitant autour de la naine brune 2M1207) qui fut réalisée au VLT par Chauvin et al. (2004) en utilisant une optique adaptative (NACO, Rousset et al., 2003) mais sans coronographe.

Le développement des méthodes d'imagerie directe, qui font l'objet de ce chapitre, ont depuis permis de nombreuses observations. Ainsi, 170 disques ont été résolus dont 40 disques de débris, 54 autour d'étoiles de type T Tauri, 17 autour d'étoiles de type Herbig Ae/Be et 2 disques de transitions<sup>1</sup>. L'imagerie de 48 compagnons de masse substellaire<sup>2</sup> a aussi été rendu possible, comme les exoplanètes autour de HR 8799 (Marois et al., 2008, 2010b) et de  $\beta$ -Pictoris (Lagrange et al., 2009a).

L'imagerie directe est remarquable sur plusieurs plans. D'une part, on peut observer sur la figure I.2.1 que les planètes observées par cette méthode (losanges oranges) occupent une position particulière. En effet, comme on le verra par la suite et contrairement aux méthodes les plus utilisées actuellement, les grands demi-grand axes sont favorables à une détection par imagerie

---

1. Voir le catalogue sur [www.circumstellardisks.org](http://www.circumstellardisks.org)

2. Voir le catalogue sur [www.exoplanet.eu](http://www.exoplanet.eu)

directe. L'imagerie directe permet donc d'accéder à des objets nouveaux. D'autre part, l'imagerie directe permet l'analyse spectroscopique généralisée des objets détectés. Cette analyse est utilisée depuis les années 80 pour les disques de débris (voir la série des articles *The Beta Pictoris circumstellar disk* I à XX). Pour les exoplanètes, elle vient à peine de commencer (voir par exemple, sur HR 8799c, [Konopacky et al., 2013](#)), et devrait permettre l'analyse de l'atmosphère, la température et la surface des objets détectés, ouvrant la voie à leur caractérisation complète. Enfin, comme on l'a déjà dit, les techniques d'analyse de la SED ne permettent pas une caractérisation complète de la forme géométrique des disques observés. L'imagerie directe apporte là aussi un avantage décisif.

On peut noter que l'imagerie directe des disques de poussières et celle des exoplanètes sont intimement liées car l'étude de ceux-là a parfois permis de prédire l'existence de celles-ci. Ainsi, l'étude du disque de  $\beta$ -Pictoris a relevé de nombreux indices de la présence d'une planète avant même sa détection, parmi lesquels le vide relatif en poussière à moins de 50 AU ou le *warp* du disque. Ces indices ont permis d'obtenir rapidement des contraintes fortes sur l'orbite de  $\beta$ -Pictoris b dès sa détection ([Lagrange et al., 2009b](#)). La prédiction de la présence d'exoplanète est aujourd'hui une motivation importante dans l'analyse des disques circumstellaires.

Je rappelle maintenant les bases de la formation d'image à travers un télescope (paragraphe [I.3.2](#)) dont j'ai besoin pour expliquer les différentes contraintes de l'imagerie directe.

## I.3.2 Formation d'images

Soit un télescope de diamètre  $D$  qui observe une étoile seule située à très grande distance et non résolue. La lumière nous en parvenant peut être décrite dans la pupille du télescope comme un champ électromagnétique  $\psi'_S$ <sup>3</sup>. Dans le cadre de l'optique de Fourier, dans laquelle je me place durant toute cette thèse, j'utilise le terme de front d'onde pour désigner une surface d'égale phase de ce champ. Dans un premier temps, je considérerai, du fait de la distance de l'étoile et en supposant l'absence d'aberrations, que les fronts d'onde nous parvenant sont plans dans la pupille du télescope. En notant  $\vec{\xi}$  la coordonnée vectorielle dans le plan de cette pupille, on a donc :

$$\psi'_S(\vec{\xi}, \lambda) = P(\vec{\xi}, \lambda) \psi_0(\lambda) , \quad (\text{I.3.1})$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde,  $P$  la fonction décrivant la pupille et  $\psi_0$  le champ issu de l'étoile, que l'on considère uniforme sur la pupille. Je ne considérerai pas dans toute cette thèse sa dépendance en  $\lambda$  (pas de raies ni de dépendance en corps noir, sauf dans la figure [I.3.4](#)). La dépendance temporelle de toutes les amplitudes complexes est présente implicitement partout dans les notations de cette thèse mais n'est pas explicitée. La pupille du télescope est considérée comme parfaitement circulaire et laissant passer de manière équivalente toutes les longueurs d'onde (pas de dépendance en  $\lambda$ ). La fonction  $P$  est donc de la forme :

$$P(\vec{\xi}) = \begin{cases} 1 & \text{si } \rho < D/2 \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (\text{I.3.2})$$

où  $\rho = \sqrt{|\vec{\xi}|^2}$  est la distance radiale au centre du plan pupille. Dans le plan focal image du télescope se trouve un détecteur. La bande d'observation du détecteur est de largeur  $\Delta\lambda$  et

3. Cette notation, qui peut paraître assez compliquée, est, comme la plupart des notations utilisées dans cette thèse, celle choisie dans les publications [Mazoyer et al. \(2013a, 2014a\)](#). Toutes les notations de la partie [I](#) sont regroupées dans le tableau [1](#) à la page [23](#).

de longueur d'onde centrale  $\lambda_0$ . Je définis aussi la résolution de cette bande par  $R_\lambda = \lambda_0/\Delta\lambda$ . L'image de l'étoile ponctuelle dans le plan focal est une tache de diffraction, décrite par une fonction mathématique appelée la fonction d'étalement du point. Dans le cadre de l'optique de Fourier, cette fonction peut s'écrire :

$$FEP(\vec{x}, \lambda) = |\mathcal{F}[P]|^2 , \quad (\text{I.3.3})$$

où  $\vec{x}$  est la coordonnée vectorielle en plan focal et  $\mathcal{F}$  désigne la transformée de Fourier (spatiale) d'un signal. Pour chaque longueur d'onde, l'image  $I_\star$  de l'étoile à travers le télescope est donc :

$$I_\star(\vec{x}, \lambda) = \mathcal{O} * FEP(\vec{x}, \lambda) , \quad (\text{I.3.4})$$

où  $*$  est le produit de convolution et  $\mathcal{O}$  est la répartition de l'intensité moyenne de l'étoile. On a  $\mathcal{O} = |\psi_0|^2 \delta(\vec{x})$ , où  $\delta$  est le symbole de Kronecker. Sous les hypothèses prises jusqu'à maintenant, la fonction d'étalement du point est une tache d'Airy (figure I.3.1, gauche), dont le cœur central est de taille angulaire  $\lambda/D$ <sup>4</sup>. Dans cette partie, je considérerai toujours que cette fonction d'étalement du point de l'étoile est centrée sur le détecteur<sup>5</sup>.

Prenons maintenant un autre objet en interaction gravitationnel avec le premier. L'objet que l'on cherche à observer est maintenant constitué d'une étoile non résolue centrée dans le plan focal  $\mathcal{O}$  et d'un autre objet  $\mathcal{O}_C$ . En utilisant la fonction  $FEP$  décrite dans l'équation I.3.3, l'image  $I$  dans le plan focal du détecteur est alors :

$$I = (\mathcal{O} + \mathcal{O}_C) * FEP = I_\star + I_C , \quad (\text{I.3.5})$$

où  $I_C$  est l'image de l'autre objet. Cet objet peut être un disque circumstellaire ou compagnon non résolu (planète, naine brune ou autre étoile) à une position  $\vec{x}_C$ . Dans ce dernier cas, si l'on note  $\psi_C$  le champ uniforme nous en parvenant, on a  $\mathcal{O}_C(\vec{x}) = |\psi_C|^2 \delta(\vec{x} - \vec{x}_C)$ , et donc  $I_C(\vec{x}) = |\psi_C|^2 / |\psi_0|^2 I_\star(\vec{x} - \vec{x}_C)$ , soit la même image que l'étoile, mais décentrée et d'une intensité différente. J'appellerai le rapport  $|\psi_C|^2 / |\psi_0|^2$  ( $< 1$ ) le contraste entre l'objet compagnon et l'étoile.

### I.3.3 Aberrations du front d'onde

Revenons maintenant sur l'hypothèse de front d'onde plan. En effet, lors de la propagation entre l'étoile et le télescope, le front d'onde se déforme. Ces déformations sont de deux sortes : aberrations de phase et d'amplitude. Les aberrations de phase, retard ou avance d'une partie du front d'onde par rapport à une autre, peuvent être introduites par l'atmosphère pour les télescopes au sol, mais aussi par les optiques rencontrées en transmission ou en réflexion, même pour les instruments situés dans l'espace (voir paragraphe I.3.7.5 pour une description plus précise de ces aberrations). Les aberrations d'amplitude, différences de transmission entre les points

4. Si vous aussi vous vous êtes déjà demandé pourquoi on ne voit pas de tache de diffraction quand on regarde le ciel, c'est parce que notre œil a une ouverture de  $D = 5$  mm et une focale de 1.6 cm, qui résulte donc en une tache d'Airy de  $2\mu\text{m}$ , qui correspond exactement à la taille de nos "pixels" sur le fond l'œil que sont les cônes et les bâtonnets. Donc une étoile, correspond à un pixel (les anneaux sont trop faibles pour être détectés par les pixels voisins). Si par contre vous vous demandez pourquoi van Gogh voyait quand même des taches d'Airy quand il regardait les étoiles (voir l'étoile à gauche du cyprès dans l'image en exergue de cette partie), je n'ai pas la réponse.

5. En pratique, voir la partie II pour le centrage lors de la prise d'image et la partie IV pour le centrage après la prise d'image.

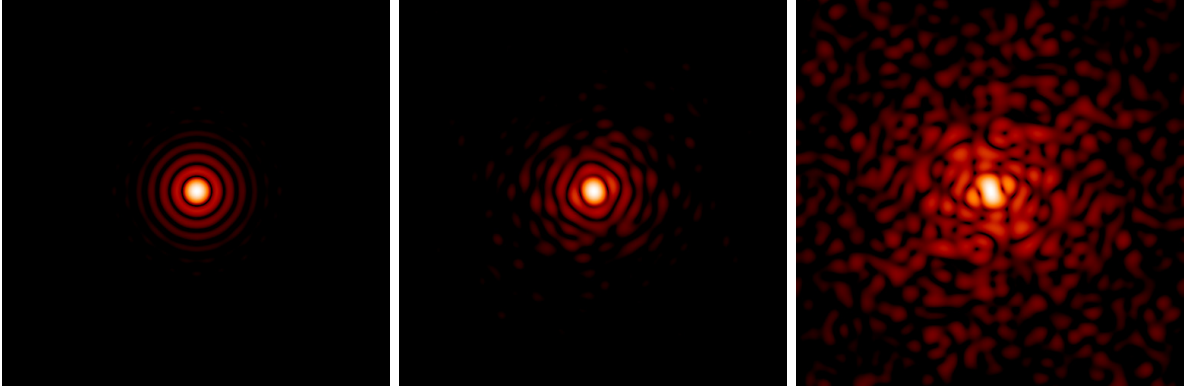


FIGURE I.3.1 – Simulations d'une fonction d'étalement du point sans aberrations (fonction appelée tache d'Airy, à gauche); avec 50 nm (RMS) d'aberrations de phase (centre); avec 200 nm (RMS) d'aberrations de phase (droite) pour  $\lambda = 700$  nm. Pour de faibles aberrations, des speckles commencent à apparaître dans le plan focal. De plus fortes aberrations vont déformer la tache centrale.

de la pupille, sont souvent introduites par les montures des télescopes (araignées, obstruction centrale), mais aussi par les trous et les poussières présentes sur les optiques. Enfin, hors du cadre de l'optique de Fourier, la propagation des erreurs de phase peut générer des aberrations d'amplitude. Pour décrire l'influence de ces erreurs, j'introduis une dépendance en phase et en amplitude du champ de l'étoile dans la pupille :

$$\psi'_S(\vec{\xi}, \lambda) = \psi_0 P(\vec{\xi}) a(\vec{\xi}, \lambda) \exp(i\phi(\vec{\xi}, \lambda)) , \quad (\text{I.3.6})$$

où  $a$  et  $\phi$  sont à valeurs réelles, définis au moins sur la pupille du télescope et décrivent respectivement les aberrations en amplitude et en phase dans la pupille. Pour des raisons de symétrie entre la phase et l'amplitude, j'utiliserai pour la suite la notation  $\Phi = \phi + i\alpha$  où je pose  $a = \exp(-\alpha)$ .  $\Phi$  est appelée front d'onde complexe dans la suite. Les champs  $\phi$  et  $\alpha$  sont considérés de moyenne nulle.

J'ai besoin d'introduire certains outils de description des aberrations. Pour quantifier les erreurs de phase, je définis leur niveau ainsi que leur densité spectrale de puissance (DSP, voir paragraphe I.3.7.5). Pour le niveau d'aberration, j'utiliserai deux outils principaux. Je parlerai parfois de l'écart de chemin optique ( $\lambda\phi/(2\pi)$ , en nanomètres) maximal entre les points de la phase. Je ferai alors suivre cette mesure de la mention PV entre parenthèse (pour *peak-to-valley*). Cependant, cette mesure est particulièrement pessimiste et j'utiliserai souvent un écart type du chemin optique sur la pupille. Je ferai alors suivre cette mesure de la mention RMS entre parenthèse (pour *root mean square*). Pour les aberrations d'amplitude, je parlerai soit en pourcentage RMS de l'intensité (écart type de  $a^2$ ), soit en pourcentage RMS sur  $\alpha$ .

L'équation I.3.6 peut s'écrire :

$$\psi'_S(\vec{\xi}, \lambda) = \psi_0 P(\vec{\xi}) \exp(i\Phi(\vec{\xi}, \lambda)) . \quad (\text{I.3.7})$$

Pour de faibles aberrations ( $|\Phi| \ll \lambda$ ), on peut faire le développement au premier ordre suivant :

$$\psi'_S(\vec{\xi}, \lambda) = \psi_0 P(\vec{\xi}) (1 + i\Phi(\vec{\xi}, \lambda)) . \quad (\text{I.3.8})$$

Enfin, je considère que les aberrations sont définies uniquement dans la pupille, soit :

$$P\Phi = \Phi , \quad (\text{I.3.9})$$

dont je déduis :

$$\psi'_S(\vec{\xi}, \lambda) = \psi_0(P(\vec{\xi}) + i\Phi(\vec{\xi}, \lambda)) \quad . \quad (\text{I.3.10})$$

Ces aberrations vont déformer la fonction d'étalement du point en introduisant des *speckles* (ou tavelures) dans le plan focal. La figure I.3.1 montre une fonction d'étalement du point pour différents niveaux d'aberrations. La dimension caractéristique de ces *speckles* est aussi  $\lambda/D$ . Sans rentrer dans le détail de la théorie des aberrations de phase (voir, par exemple, Noll, 1976; Roddier, 1999), j'évoquerai souvent les deux premiers ordres (dans leur décomposition sur une base de Zernike), le tip et le tilt (abrégé en tip-tilt), qui sont des rampes de phases selon deux directions orthogonales et qui contrôlent la position de la fonction d'étalement du point dans le plan focal.

Après avoir rappelé le principe de formation d'image dans un télescope, je décris dans le paragraphe suivant les principales limitations de l'imagerie directe des exoplanètes.

### I.3.4 Hauts contrastes et hautes résolutions angulaires

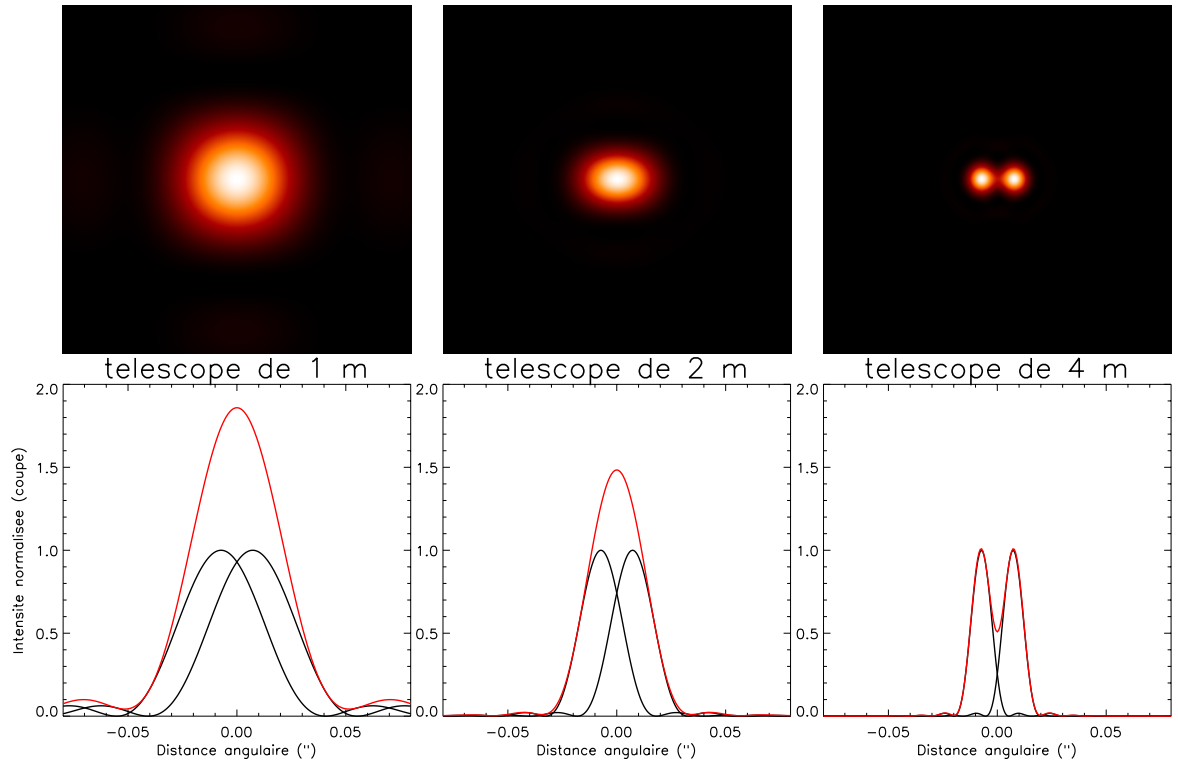


FIGURE I.3.2 – Haut : simulation d'images d'un système de deux étoiles séparées par 1 unité astronomique et situées à 20 parsecs à travers des télescopes de 1, 2 et 4m pour  $\lambda = 700\text{nm}$  et sans aberrations. Bas : coupe horizontale de ces images. En noir, les fonctions d'étalement du point pour chacune des étoiles individuellement, en rouge leur superposition.

L'analyse des systèmes planétaires en imagerie directe est principalement limitée par le haut contraste et la faible séparation entre les étoiles observées et leur compagnon. La résolution du télescope est la distance angulaire minimale séparable par le télescope. Pour la définir, prenons deux étoiles séparées d'une distance de 1 ua. La figure I.3.2 (haut) montre l'image en plan focal

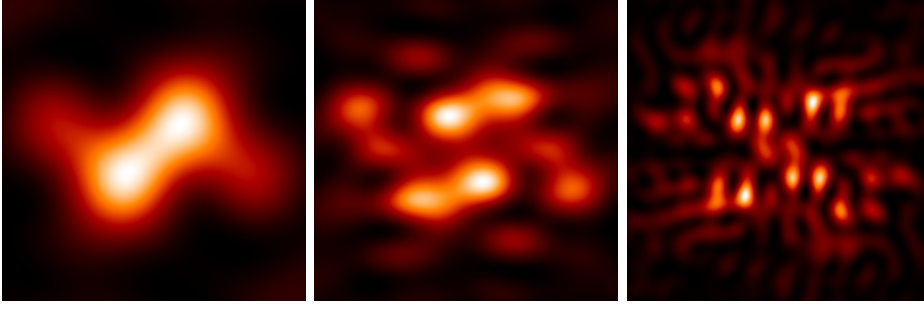


FIGURE I.3.3 – Simulation d'images d'un système de deux étoiles séparées par 1 unité astronomique et situées à 20 parsecs à travers des télescopes de 1, 2 et 4m pour  $\lambda = 700\text{nm}$  et pour un front d'onde aberré de 3000 nm (RMS).

de ce système de deux étoiles situées à 20 parsecs, pour des diamètres de télescope de 1, 2 et 4 m. Dans la partie basse de la figure, j'ai tracé des coupes horizontales de leur fonctions d'étalement du point (en trait noir les fonctions seules et en rouge leur superposition). Dans le cas d'un télescope de 1 m, les deux images sont confondues. Au contraire, dans le cas d'un télescope de 4m, les deux objets du système sont parfaitement discernables. On comprend bien que pour résoudre deux objets astrophysiques proches, leurs images doivent être séparées dans le plan focal. La résolution d'un télescope est donc directement liée à la taille de la fonction d'étalement du point, soit  $\lambda/D$ . Dans le cas d'un front d'onde aberré par la turbulence atmosphérique, la déformation de la fonction d'étalement du point a un impact important sur la résolution, qui est remplacée par  $\lambda/r_0$  (si  $r_0 < D$ ) où  $r_0$  est le paramètre de Fried. Ce paramètre, dont l'ordre de grandeur est la dizaine de centimètres en visible et proche infrarouge, décroît quand la turbulence de l'atmosphère augmente, limitant d'autant la résolution du télescope. La figure I.3.3 montre les mêmes images que la figure I.3.2 (système de deux étoiles situées à 20 parsecs vu à travers des télescopes de 1, 2 et 4 m), mais en présence d'aberrations de 3000 nm (RMS). Même pour le télescope de 4 m, les deux étoiles ne sont pas séparables. L'imagerie directe est donc plus efficace sur de grands télescopes au sol munis d'optique adaptative (voir paragraphe I.3.7) ou sur des télescopes spatiaux ne subissant pas l'influence de l'atmosphère.

La résolution du télescope n'est pas le seul facteur limitant de la détection directe d'exoplanète. Je me place maintenant dans le cas d'une forte différence de contraste entre les deux objets du système ( $|\psi_C|^2/|\psi_0|^2 \ll 1$ ), comme par exemple dans le cas d'une étoile et d'une planète ou d'une étoile et d'un disque circumstellaire. La figure I.3.4 montre ce rapport (en échelle logarithmique) pour le soleil et certaines planètes du système solaire, ainsi que d'une planète de type Jupiter chaude, en fonction de la longueur d'onde. La courbe solaire (jaune) est en fait  $\psi_0(\lambda)$ , selon les notations employées, tandis que les autres courbes sont  $\psi_C(\lambda)$  pour différentes planètes. J'ai normalisé le graphe par rapport au maximum de l'émission solaire. Les niveaux de contrastes peuvent donc se lire par différence entre les courbes de flux. Ce graphe montre deux maxima locaux dans l'émission des planètes :

- en visible-proche infrarouge ( $\lambda < 1\mu\text{m}$ ) correspondant au maximum de la lumière solaire réfléchi par la planète. Les objectifs en contrastes vont de  $10^{-6}$  pour une Jupiter chaude à  $10^{-9}$  pour les planètes gazeuses "froides" et  $10^{-10}$  pour les premières planètes telluriques.
- en infrarouge plus lointain ( $\lambda > 10\mu\text{m}$  pour les planètes "froides",  $\lambda = 2\mu\text{m}$  pour la Jupiter chaude) où pointe l'émission propre des planètes. Les contrastes nécessaires sont moins importants à ces longueurs d'onde, de  $10^{-3}$  pour la Jupiter-chaude à  $10^{-6}$  pour les planètes

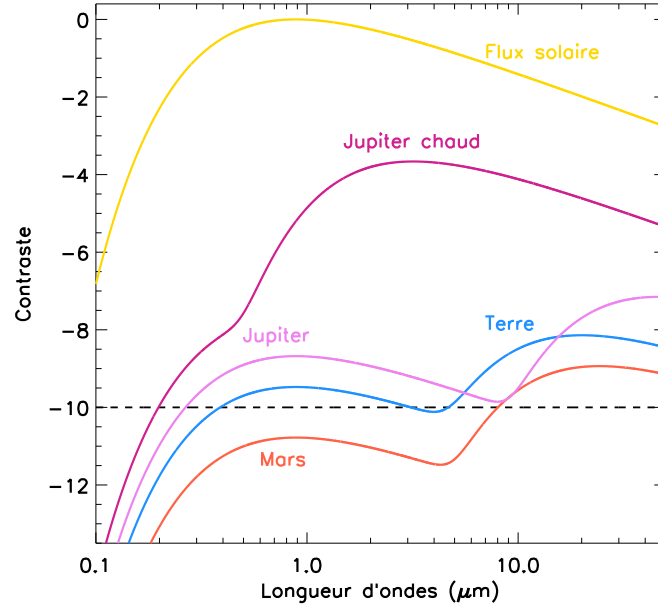


FIGURE I.3.4 – Différence de flux entre une étoile de type solaire et les planètes du système solaire et une Jupiter chaude en fonction de la longueur d’onde d’observation. Les contrastes, en échelle logarithmique, sont obtenus à partir des flux de corps noirs, en Jansky, normalisée par le maximum du flux solaire. Les données utilisées pour ce graphique sont issues de [Encrenaz et al. \(2003\)](#). Pour la Jupiter chaude, j’ai pris une température d’émission de 1600 K, un albédo de 0.05 et un demi grand axe de 0.5 ua ([Seager and Deming, 2010](#)).

du type de celles rencontrées dans notre système solaire.

Cependant, comme on l’a vu précédemment, la résolution d’un télescope décroît avec la longueur d’onde et la plupart des instruments non interférométriques vont favoriser la première région.

La figure I.3.5 montre le profil radial de la moyenne azimutale de l’intensité normalisée en échelle logarithmique pour les trois fonctions d’étalement du point de la figure I.3.1 en fonction de la distance à l’étoile  $r$ , en  $\lambda/D$ . On observe bien que la diffraction de l’étoile impose une limite en contraste des détections : à une distance  $r$  donnée, le rapport de contraste doit être supérieur à ces courbes pour que le second objet soit observé directement. On remarque aussi, qu’à rapport de contraste entre les objets constant, les détections en imagerie directe sont donc plus faciles pour des planètes orbitant à grands demi-grand axes, contrairement aux autres méthodes de détection, ce qui se vérifie bien sur la figure I.2.1. On observe enfin que les aberrations de phase dégradent rapidement la performance en contraste, surtout à de grandes séparations (voir paragraphe I.3.6.4).

Il s’agit donc d’aller au delà de cette limite imposée par la diffraction de l’étoile pour détecter le signal  $I_C$  dans l’image  $I$ . La soustraction d’une autre image de l’étoile ne comportant pas de planète (image stellaire de référence) est une autre possibilité. Ces techniques “post-traitement” seront décrites dans le paragraphe I.3.8. Cependant, même en imaginant que la fonction d’étalement du point est parfaitement connue et invariante, la détection est forcément limitée par le bruit de photon dans l’image stellaire. Avant même toute technique de post-traitement, il est donc primordial de trouver une méthode pour réduire l’impact de la diffraction de l’étoile dans le plan focal du détecteur, idéalement dans tout le plan focal, en pratique dans certaines zones.



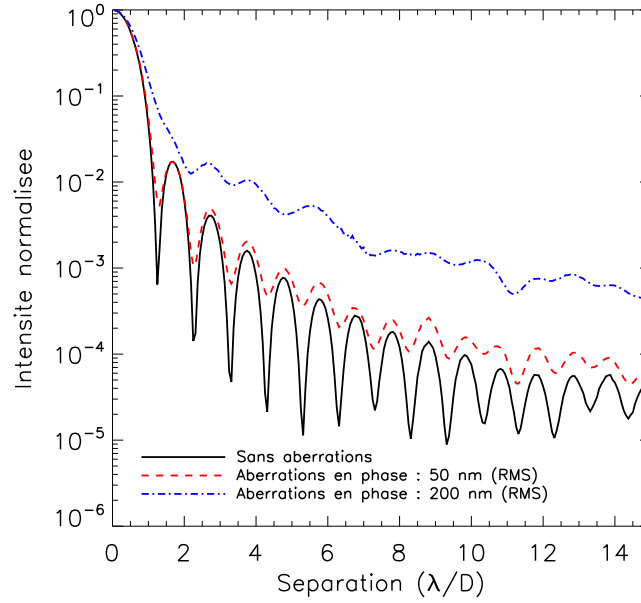


FIGURE I.3.5 – Moyenne azimutale de l'intensité normalisée en échelle logarithmique pour les trois fonctions d'étalement du point de la figure I.3.1 (aberrations de 0, 50 et 200 nm RMS pour  $\lambda = 700$  nm) en fonction de la distance à l'étoile  $r$ , en  $\lambda/D$ .

Je présente ici deux méthodes dont c'est justement le but : l'interférométrie en frange noire dans le paragraphe I.3.5 et la coronagraphie dans le paragraphe I.3.6.

### I.3.5 Interférométrie en frange noire

Le principe de l'interférométrie en frange noire pour la détection d'exoplanète a été proposé originellement par [Bracewell \(1978\)](#). La figure I.3.6 décrit son principe. On utilise un interféromètre composé de deux télescopes éloignés d'une base  $B$  qui observe un système étoile-planète. Si la différence de marche est nulle, l'étoile se trouve sur une interférence constructive. On introduit donc un déphasage de  $\pi$  dans l'une des voies de l'interféromètre (voir schéma sur la figure I.3.6, gauche). Celui-ci permet de placer l'étoile sur une frange noire et donc d'obtenir des contrastes importants si la planète est située sur une frange claire (voir image sur la figure I.3.6, droite).

Le principal avantage de cette technique est que la résolution, ne dépendant que de la base du télescope, est moins limitante que dans le cas des méthodes mono-télescopes. On peut donc se permettre de travailler en infrarouge lointain, ce qui permet d'atteindre la longueur d'onde d'émission propre des planètes ( $\lambda > 10\mu\text{m}$ ), où le rapport de contraste entre l'étoile et la planète est plus favorable (voir les courbes de contrastes de la figure I.3.4). Cependant, contrairement aux méthodes mono-télescopes, la métrologie entre les différents miroirs est déterminante et contraint fortement les performances. Le banc expérimental PERSÉE (PÉGASE Experiment for Research and Stabilization of Extreme Extinction, [Cassaing et al., 2008](#)), développé depuis 2008 par un consortium de laboratoires et installé au LESIA, a permis de réduire la luminosité stellaire dans l'image finale de  $8 \cdot 10^{-7}$  pour une largeur de bande de  $R_\lambda = 2.7$  ([Lozi, 2012](#)). Cependant, cette méthode ne permet d'obtenir une image directe des objets observés contrairement à la

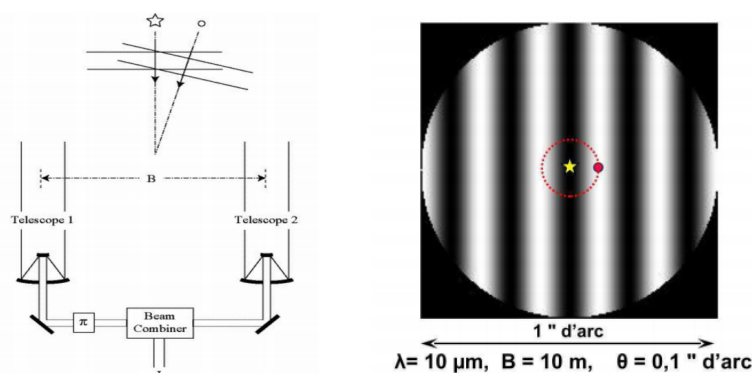


FIGURE I.3.6 – Principe de l'interférométrie en frange noire. Sur la figure de gauche, deux télescopes en interférométrie pointent vers un système étoile-planète. Sur la figure de droite, je montre une figure d'interférence : l'étoile se trouve dans une frange sombre et la planète dans une frange brillante. Figures issues de [Lozi \(2012\)](#).

coronographie, qui est une autre méthode réduisant la luminosité stellaire pour la détection de planètes et de disques.

## I.3.6 Coronographie

Dans cette partie, je présente d'abord un historique de la coronographie (paragraphe I.3.6.1) avant de décrire le principe des coronographes de phase à travers l'exemple du coronographe dit à quatre quadrants, que j'ai le plus manipulé durant ma thèse (paragraphe I.3.6.2). Je fais ensuite une description analytique d'un coronographe dans le cas général (paragraphe I.3.6.3), avant de présenter les limitations fréquentes de ces instruments (paragraphe I.3.6.4). J'introduis ensuite dans le paragraphe I.3.6.5 les outils habituellement utilisés pour la description des performances d'un coronographe. Enfin, je présente rapidement certains des derniers développements en coronographie dans le paragraphe I.3.6.6, en insistant sur les masques que j'ai manipulés.

### I.3.6.1 Le coronographe solaire de Lyot

La coronographie a été inventée par Bernard Lyot ([Lyot, 1932](#)) pour l'observation solaire. Il s'agit, pour “[étudier] la couronne solaire en dehors des éclipses” (nom de son article de 1932) d'en créer une artificiellement en plaçant un masque circulaire métallique en plan focal d'un diamètre plus grand de quelques secondes d'arc que le diamètre de la couronne solaire. Celui-ci masque une partie de la lumière sur l'axe (le soleil) et diffracte le reste. En plaçant un diaphragme circulaire (appelée diaphragme de Lyot) dans le plan pupille suivant, la lumière diffractée est bloquée et il ne reste que la lumière de la couronne. L'appareil fut construit à l'observatoire de Meudon puis monté “à dos de mulets” ([Lyot, 1937](#)) au Pic du midi à l'été 1935. Il put ainsi réaliser des images de la couronne solaire hors éclipse (voir figure I.3.7, gauche)<sup>6</sup>. Depuis les premières observations en 1932, cet instrument a connu une grande longévité, puisque les coronographes de Lyot sont toujours utilisés, notamment par plusieurs instruments du satellite SOHO, lancé en 1995 pour l'observation du soleil.

6. Je vous encourage vivement à regarder aussi le film réalisé par B. Lyot où les éjections de la couronne solaire sont très poétiquement décrites comme de “gigantesques reptiles préhistoriques”. Il est disponible en partie [ici](#).

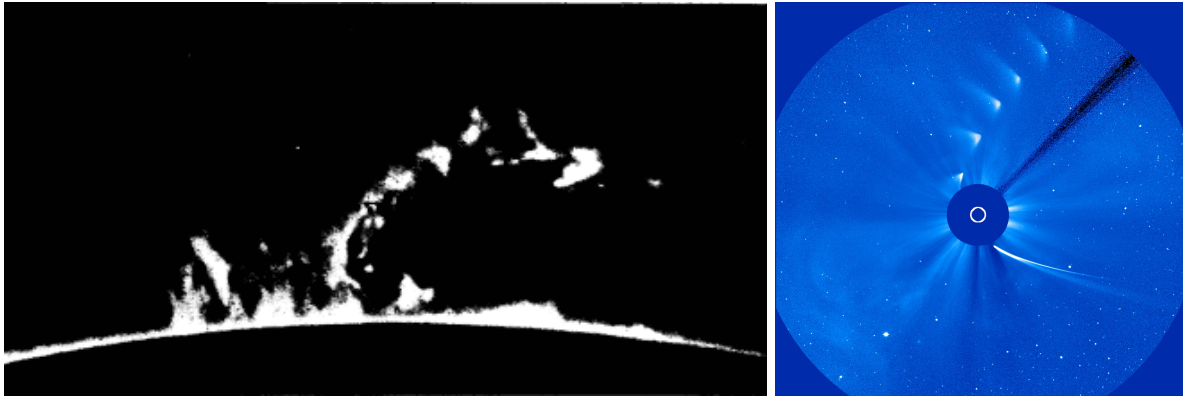


FIGURE I.3.7 – 80 ans de coronagraphie solaire. A gauche : observations de la couronne solaire effectuées en 1935 à l’observatoire du MIDI, tirée de [Lyot \(1937\)](#). Droite : superposition de 3 jours de données du satellite SOHO montrant la désintégration de la comète ISON lors de son passage près du soleil en novembre 2013 : la trace continue en bas à droite montre son passage avant désintégration, tandis que les taches en haut sont les marqueurs de sa désintégration (crédit : ESA / NASA).

En outre, ils ont progressivement été proposés pour la détection et l’analyse de disques et de planètes ([Bonneau et al., 1975](#); [KenKnight, 1977](#)). Cependant, les objets occultés étant non résolus, contrairement au Soleil, il a fallu adapter la taille de ces masques ([Malbet, 1996](#)). Des coronographes de Lyot ont ainsi été installés sur le HST (voir [I.3.9.1](#) et sur de grands télescopes accompagnés d’une optique adaptative spécifique, comme l’instrument COME-ON ([Malbet, 1992](#)), utilisé par exemple pour l’observation du disque de  $\beta$  pic ([Mouillet et al., 1997](#)). Cependant, la nécessité d’obtenir simultanément de grands contrastes à de faibles séparations a poussé le développement de masques spécifiques dit masques de phase. Dans le paragraphe suivant, je présente le principe du coronographe en utilisant l’exemple du quatre quadrants.

### I.3.6.2 Coronographe stellaire : exemple du coronographe quatre quadrants

Si le principe reste le même que pour la coronagraphie solaire (un masque en plan focal, un diaphragme de Lyot en plan pupille), les masques coronographiques stellaires doivent permettre d’accéder aux environs immédiats de l’étoile. Parmi eux, les masques de phase, par opposition aux masque d’amplitude dont l’objectif est de bloquer la lumière stellaire sur l’axe optique, cherchent uniquement à la diffracter, ce qui permet de l’arrêter lors du passage du Lyot. On peut ainsi accéder à des objets de haut contraste et situés à de faibles distances angulaires de l’étoile.

Le coronographe quatre quadrants (FQPM pour *four quadrant phase mask*) est un coronographe de phase que j’ai particulièrement utilisé durant ma thèse. Introduit par [Rouan et al. \(2000\)](#), son efficacité est prouvée par [Riaud et al. \(2001, 2003\)](#) et [Boccaletti et al. \(2004\)](#) successivement en simulation, expérimentalement puis sur ciel. La figure [I.3.8](#) montre le principe général d’un coronographe en s’appuyant sur les figures de diffractions obtenues avec un coronographe de type quatre quadrants.

La lumière passe tout d’abord par la pupille d’entrée circulaire et non apodisée  $P$  (définie par l’équation [I.3.2](#)). La vignette **a** représente la fonction d’étalement du point dans le plan focal suivant cette pupille. J’introduis dans ce plan le masque coronographique. La vignette **b** de la figure [I.3.8](#) montre ce masque dans le cas d’un FQPM. Ce masque est constitué de deux quadrants introduisant un déphasage de  $\pi$  et de deux quadrants n’introduisant pas de déphasage.

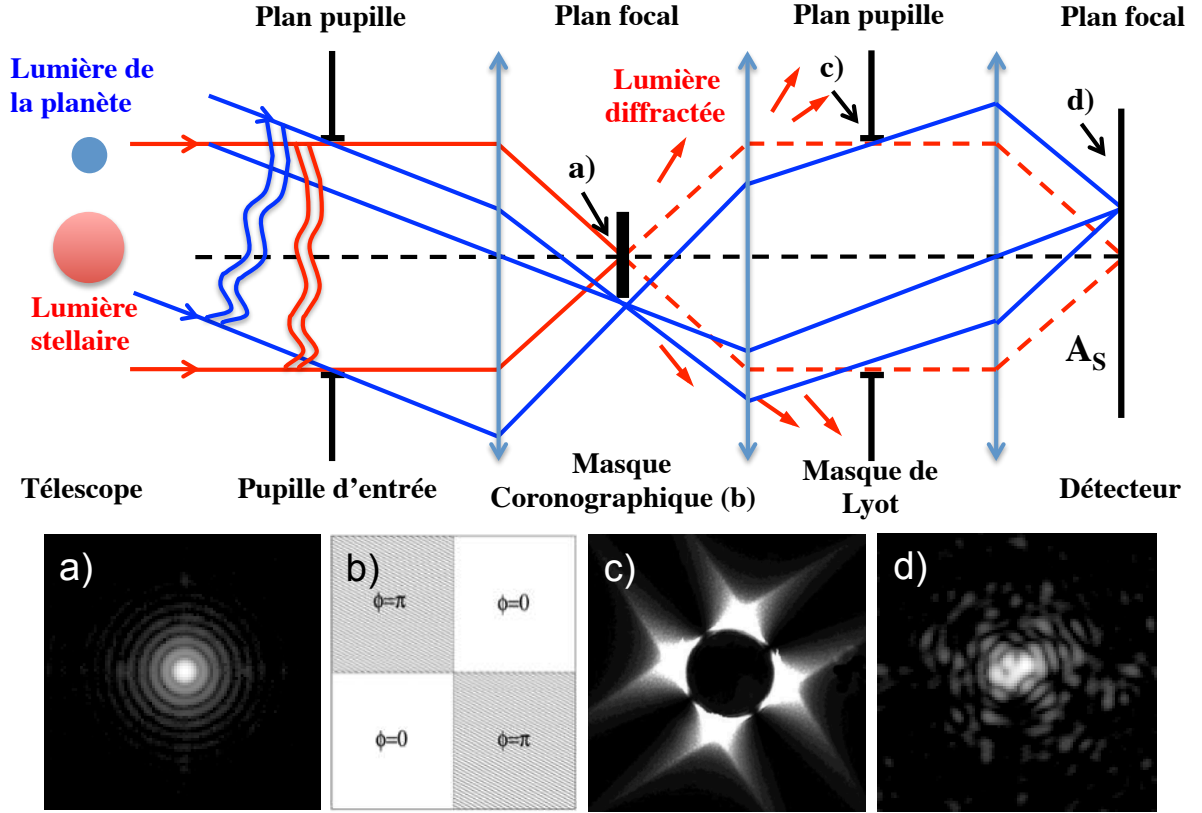


FIGURE I.3.8 – Schéma décrivant le principe d'un coronographe de phase à travers l'exemple d'un coronographe FQPM. Vignette a : fonction d'étalement du point dans le plan focal juste avant de rencontrer le masque de phase. Vignette b : masque de phase quatre quadrants. Vignette c : plan pupille (ou plan de Lyot) avant passage par le diaphragme de Lyot ; la lumière sur axe est diffractée hors de l'image de la pupille. Vignette d : speckles ou intensité lumineuse stellaire résiduelle  $I_S$  dans le plan focal après coronographe. Les vignettes a et d ont été prises sur le banc THD de l'observatoire de Meudon en condition expérimentale. La vignette c est issue de [Riaud et al. \(2003\)](#).

Il s'agit donc d'un masque de phase (la transmission est constante sur le masque) et la fonction  $M$  le décrivant est complexe (et de module égale à 1 en tout point). Dans un premier temps, on négligera la dépendance spectrale de  $M$ . En décomposant  $\vec{x}$  en coordonnées cartésiennes  $x_1$  et  $x_2$ , la fonction  $M$  du masque coronographique peut dans un premier temps s'écrire de la façon suivante :

$$M(\vec{x}) = \exp(i\epsilon\pi) \quad \text{avec} \quad \epsilon = \begin{cases} 1 & \text{si } x_1x_2 > 0 \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (\text{I.3.11})$$

La pupille est alors ré-imagée et dans ce plan (figure I.3.8, vignette c), la lumière sur l'axe (stellaire) est diffractée hors de la pupille. On utilise un diaphragme, appelé diaphragme de Lyot, pour stopper la lumière diffractée. J'appellerai ce plan pupille particulier le plan de Lyot. Le diaphragme de Lyot est décrit par une fonction  $L$ , identique à celle de l'équation I.3.2, mais pour un diamètre  $D_L$  inférieur ou égal à  $D$ . La lumière planétaire, qui elle n'a pas été diffractée, est transmise par le Lyot. Dans le plan focal suivant est situé le détecteur : le signal stellaire  $I_S$  est minimisé mais pas le signal de la planète  $I_C$ .

### I.3.6.3 Description analytique d'un coronographe

Le principe de fonctionnement d'un coronographe est expliqué analytiquement de manière détaillée dans [Mazoyer et al. \(2013a\)](#), reproduit dans la partie [III](#). Cependant, pour mieux expliquer les limitations de tout masque coronographique, je le redémontre rapidement. Les équations de cette partie peuvent s'appliquer à la plupart des coronographes, en phase ou en amplitude, pour peu que l'on puisse décrire les fonctions  $P$ ,  $M$  et  $L$ . Pour plus de lisibilité dans les équations, je ne note pas les dépendances en  $\vec{x}$ ,  $\vec{\xi}$  et  $\lambda$  dans les parties droites des équations. En utilisant le champ en plan pupille  $\psi'_S$  défini au paragraphe [I.3.2](#), le champ complexe  $A'_S$  dans le plan focal, après le masque coronographique de fonction  $M$ , s'écrit :

$$A'_S(\vec{x}, \lambda) = \mathcal{F}[\psi'_S] \cdot M \quad . \quad (\text{I.3.12})$$

On peut donc écrire, dans le plan pupille suivant, après le passage du Lyot de fonction  $L$ , le champ électrique de la lumière issue de l'étoile :

$$\psi_S(\vec{\xi}, \lambda) = (\psi'_S * \mathcal{F}^{-1}[M]) L \quad . \quad (\text{I.3.13})$$

En remplaçant  $\psi'_S$  par son expression en présence de faibles aberrations (équation [I.3.10](#)), le champ complexe en tout point du plan de Lyot devient alors :

$$\frac{\psi_S(\vec{\xi}, \lambda)}{\psi_0} = (P * \mathcal{F}^{-1}[M])L + i(\Phi * \mathcal{F}^{-1}[M])L \quad . \quad (\text{I.3.14})$$

Finalement, dans le plan focal suivant, le champ complexe  $A_S = \mathcal{F}[\psi_S]$  s'écrit :

$$\frac{A_S(\vec{x}, \lambda)}{\psi_0} = \mathcal{F}[(P * \mathcal{F}^{-1}[M])L] + i(\mathcal{F}[(\Phi * \mathcal{F}^{-1}[M])L]) \quad (\text{I.3.15})$$

$$= (\mathcal{F}[P]M) * \mathcal{F}[L] + i(\mathcal{F}[\Phi]M) * \mathcal{F}[L] \quad , \quad (\text{I.3.16})$$

et en intégrant les longueurs d'onde sur une bande chromatique de largeur  $R_\lambda$ , j'obtiens :

$$\int_{R_\lambda} \frac{A_S(\vec{x}, \lambda)}{\psi_0} d\lambda = \int_{R_\lambda} (\mathcal{F}[P]M(\vec{x}, \lambda)) * \mathcal{F}[L] d\lambda + i \int_{R_\lambda} (\mathcal{F}[\Phi(\cdot, \lambda)]M(\vec{x}, \lambda)) * \mathcal{F}[L] d\lambda \quad . \quad (\text{I.3.17})$$

L'intensité de l'étoile dans le plan focal après un coronographe est enfin :

$$I_S = |A_S|^2 \quad . \quad (\text{I.3.18})$$

On remarque qu'après le passage par le coronographe, l'image  $I_S$  d'une étoile sur l'axe n'est plus une fonction d'étalement du point comme habituellement donnée par un système imageur tandis que l'image  $I_C$ , hors axe, reste donnée par la relation de convolution  $\mathcal{O}_C * FEP$ . Ayant perdu la linéarité utilisée dans l'équation [I.3.5](#), il est impropre de parler de fonction d'étalement du point dans le plan focal après un coronographe. Cependant, de la même façon que dans l'équation [I.3.5](#), on notera toujours  $I$  l'image sur le détecteur, qui devient :

$$I = I_S + I_C \quad . \quad (\text{I.3.19})$$

On cherche donc à minimiser  $I_S$  pour obtenir l'image  $I_C$ . Le champ complexe  $A_S$  peut se décomposer en deux parties : la partie "non aberrée"  $((\mathcal{F}[P]M) * \mathcal{F}[L])$  dans l'équation [I.3.17](#) et une partie "aberrée", dépendante de  $\Phi$  (à droite dans l'équation [I.3.17](#)). Même si certains coronographes sont développés pour minimiser leur sensibilité aux aberrations (en particulier au tip et au tilt), l'objectif principal du coronographe est d'annuler la partie "non aberrée".

### I.3.6.4 Limitations d'un coronographe

Je décris ici les limitations principales des masques coronographiques, en insistant particulièrement sur celles présentes pour les masques de phase.

Une première limitation est introduite par les défauts de fabrication du masque. Par exemple dans le FQPM, comme dans la plupart des masques de phase, le nécessaire caractère abrupte des marches entre les quadrants est difficile à reproduire expérimentalement. Dans le paragraphe suivant, je présente les solutions envisagées pour rendre plus “continues” les transitions dans les coronographes de phase.

Un coronographe est dit équivalent au coronographe parfait à une longueur d'onde donnée s'il est prouvé analytiquement qu'il permet :

$$(\mathcal{F}[P]M) * \mathcal{F}[L] = 0 \quad . \quad (\text{I.3.20})$$

Dans ce cas, j'obtiens l'équation suivante :

$$\frac{A_S(\vec{x}, \lambda)}{\psi_0} = i(\mathcal{F}[\Phi]M) * \mathcal{F}[L] \quad . \quad (\text{I.3.21})$$

Dans ce cas et en l'absence d'aberrations ( $\Phi = 0$ ), la totalité de la lumière stellaire est rejetée en dehors du Lyot. Le coronographe de Lyot n'est pas équivalent au coronographe parfait mais [Abe et al. \(2003\)](#) prouve que c'est le cas pour un FQPM sans défauts à la longueur d'onde optimale.

Une importante limitation de la plupart des coronographes de phase repose sur leur chromaticisme. En effet, le déphasage introduit par le masque (voir équation équation [I.3.11](#) dans le cas du FQPM) est souvent produit par la traversée d'une épaisseur plus ou moins large de matériau. Le déphasage introduit par une traversée d'une épaisseur  $e$  d'un matériau d'indice  $n_\lambda$  vaut  $2\pi(n_\lambda - 1)e/\lambda$  pour une longueur d'onde  $\lambda$ .

Dans le cas du coronographe FQPM, pour obtenir un déphasage de  $\pi$  à cette longueur d'onde, on devra avoir un quadrant d'épaisseur :

$$e_\pi(\lambda) = \frac{\lambda}{2(n_\lambda - 1)} \quad , \quad (\text{I.3.22})$$

dépendant donc de la longueur d'onde  $\lambda$ . Un coronographe FQPM classique est donc construit pour une longueur d'onde optimale  $\lambda_{opt}$  pour laquelle ce décalage vaut  $\pi$ . Puisque les quatre quadrants sont constitués du même matériau et en considérant juste l'écart de phase entre les quadrants, l'équation [I.3.11](#) devient :

$$M(\vec{x}, \lambda) = \exp\left(\frac{2i\pi(n_\lambda - 1)e}{\lambda}\right) \quad \text{avec} \quad e = \begin{cases} e_\pi(\lambda_{opt}) & \text{si } x_1 x_2 > 0 \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (\text{I.3.23})$$

Pour une largeur de bande chromatique non nulle et même en l'absence d'aberrations, même la partie “non aberrée” n'est donc pas totalement annulée. Plusieurs solutions ont été envisagées pour achromatiser les coronographes de phase, et en particulier les FQPM. D. Mawet a ainsi proposé de l'achromatiser en produisant le déphasage d'une autre façon : soit grâce à des réseaux sub-lambda ([Mawet et al., 2005a](#)), soit grâce à des lames demi-ondes achromatiques [Mawet et al. \(2006\)](#). Une autre solution, le multi-FQPM (MFQPM), proposée par [Baudoz et al. \(2008\)](#) est de mettre en série trois coronographes FQPM. Les performances d'un tel coronographe ont été étudiées par [Galicher et al. \(2011\)](#) et testées récemment sur le banc THD de l'observatoire de Meudon (voir partie [III](#)).



Enfin, même pour un coronographe idéal à la longueur d'onde optimale, les équations I.3.18 et I.3.21 montrent que l'énergie stellaire dans le plan focal est une fonction quadratique des aberrations de phase. Le cœur de mon travail de recherche se situe donc dans la minimisation de ce terme “aberré” pour l'amélioration des performances en contraste des coronographes.

### I.3.6.5 Performances d'un coronographe

Pour quantifier les performances en contraste d'un coronographe, j'introduis plusieurs outils. Je définis tout d'abord l'atténuation comme le rapport du maximum de la lumière stellaire dans le plan du détecteur après coronographe par le maximum de l'image sans coronographe, soit :

$$\frac{\max(I_S)}{|\psi_0|^2} \quad , \quad (\text{I.3.24})$$

En considérant qu'en l'absence d'aberrations, la fonction d'étalement du point de l'instrument avant le coronographe vaut 1 sur l'axe. Cependant, l'atténuation ne rend pas compte des possibilités de détection à toute séparation puisque l'on ne connaît pas précisément la forme de  $I_S$  à cause des déformations du front d'onde. J'appelle donc contraste (RMS) le profil radial de l'écart type azimutal des points de  $I_S$  situés à une distance  $r$  soit :

$$\frac{\sigma(I_S(r))}{|\psi_0|^2} \quad . \quad (\text{I.3.25})$$

où  $\sigma$  est un écart type (RMS). Pour présenter un contraste, je représenterai donc ce rapport pour tout  $r$ . Pour mesurer des distances dans le plan focal, on utilisera la distance angulaire  $\lambda/D$  comme unité, qui est la taille caractéristique de la fonction d'étalement du point donc de l'image de l'étoile sans coronographe et d'un éventuel compagnon sur le détecteur.

Attention, nos définitions du contraste et de l'atténuation, qui sont souvent utilisées dans le domaine du haut contraste, renvoient des mesures inférieures à 1 et qui diminuent pour de meilleures performances. Je parlerai donc de plus haut contrastes, ou de meilleurs contrastes, pour de plus faibles valeurs de ce rapport. Les performances obtenues par Riaud et al. (2003) pour le FQPM en laboratoire montrent une atténuation  $5 \cdot 10^{-6}$  en utilisant la longueur d'onde optimale du coronographe.

Enfin, on définit l'*inner working angle* (IWA) comme la séparation minimum en  $\lambda/D$  où un potentiel compagnon garde une transmission de 1/2. En fonction des objets que l'on cherche à atteindre, on préférera obtenir un grand contraste à de grandes séparations (coronographes à grand IWA) ou au contraire privilégier l'accès à de faibles séparations (coronographes à petit IWA).

Je vais maintenant présenter d'autres coronographes en insistant particulièrement sur ceux que j'ai utilisés pendant ma thèse. Ceux-ci, tous en phase, sont des instruments à faibles IWA et je me concentrerai donc principalement sur ce type de coronographe.

### I.3.6.6 Quelques coronographes stellaires

La figure I.3.9, issue de Mawet et al. (2012), montre les récents développements en matière de coronographie stellaire<sup>7</sup>. On voit qu'ils se répartissent en 3 catégories : les coronographes de phases (paragraphe I.3.6.6.1) et en particulier le masque de phase à quatre quadrants, puis les coronographes interférométriques et à apodisation, dont je parle brièvement dans le paragraphe I.3.6.6. Je ne donnerai pas de performances en contraste pour ces coronographes. En

---

7. J'expliciterais les abréviations au fur et à mesure du texte

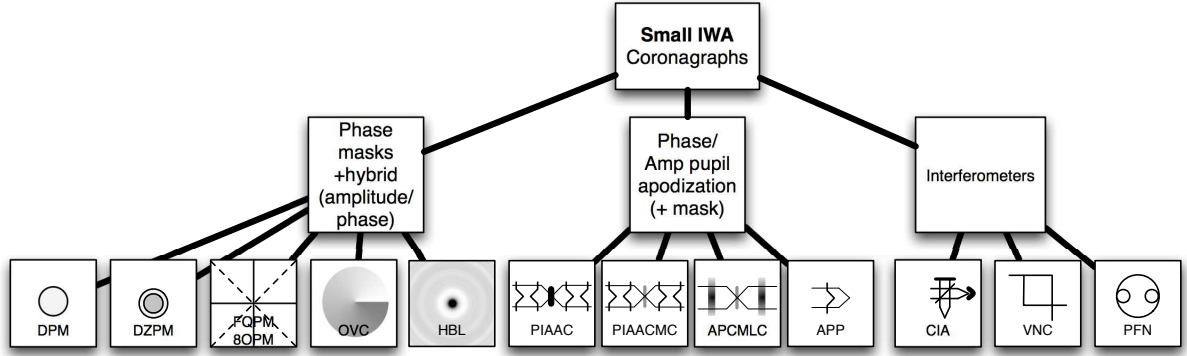


FIGURE I.3.9 – Récents développements dans le domaine de la coronagraphie à faible IWA (figure issue de [Mawet et al., 2012](#)). Les abréviations sont explicités dans le texte.

effet, ces performances dépendent fortement de la quantité d'aberrations dans le front d'onde, et il est donc difficile de les comparer si elles ont été obtenues sur des bancs différents.

#### I.3.6.6.1 Coronagraphes de phase

Dans ce paragraphe, je décris rapidement les étapes du développement des coronagraphes de phase.

Le premier masque de phase proposé pour la coronagraphie utilisait un masque de phase circulaire introduisant un déphasage de  $\pi$ . Ce masque est appelé Roddier-Roddier ([Roddier and Roddier, 1997](#); [Guyon et al., 1999](#)) et noté disk phase mask ou DPM sur la figure I.3.9. Il s'agit de créer une interférence destructive sur la tache centrale de la fonction d'étalement du point, comme la partie gauche de la figure I.3.10 (issue de [Soummer et al., 2003](#)), en optimisant la taille de ce masque circulaire pour une longueur d'onde particulière. Il peut aussi s'utiliser en complément d'une pupille apodisée ([Baudoz, 1999](#); [Aime et al., 2002](#)) :  $P$  ne présente alors plus une distribution binaire (équation I.3.2) et la transmission peut prendre des valeurs intermédiaires. On prouve ([Baudoz, 1999](#)) que l'utilisation d'une pupille apodisée avant un masque de phase Roddier-Roddier le rend lui aussi équivalent à un coronographe parfait. Malheureusement, ce masque est assez chromatique, d'une part pour les mêmes raisons que le FQPM (il nécessite aussi un déphasage de  $\pi$ ), d'autre part car la taille du masque de déphasage dépend évidemment de la taille de la fonction d'étalement du point, donc de  $\lambda$ .

Une version plus achromatique du Roddier-Roddier a été développée, le DZPM (dual-zone phase mask [Soummer et al., 2003](#)). La figure I.3.10 montre le principe de ce coronographe. À gauche, on schématise en coupe un déphasage de  $\pi$  dans un Roddier-Roddier, c'est-à-dire utilisé à sa fréquence optimum  $\lambda = \lambda_0$  : la partie en gris foncée compense la partie en gris clair. Dans la partie centrale de la figure I.3.10, on utilise une valeur  $\lambda \neq \lambda_0$  et l'on voit que ce déphasage ne permet pas de créer une interférence totalement destructive. L'utilisation d'une deuxième zone en anneau autour de la première permet en partie de corriger ce biais par l'ajout de deux degrés de liberté. Les rayons  $r_1$  et  $r_2$  des zones ainsi que les épaisseurs  $e_1$  et  $e_2$  sont alors optimisés pour



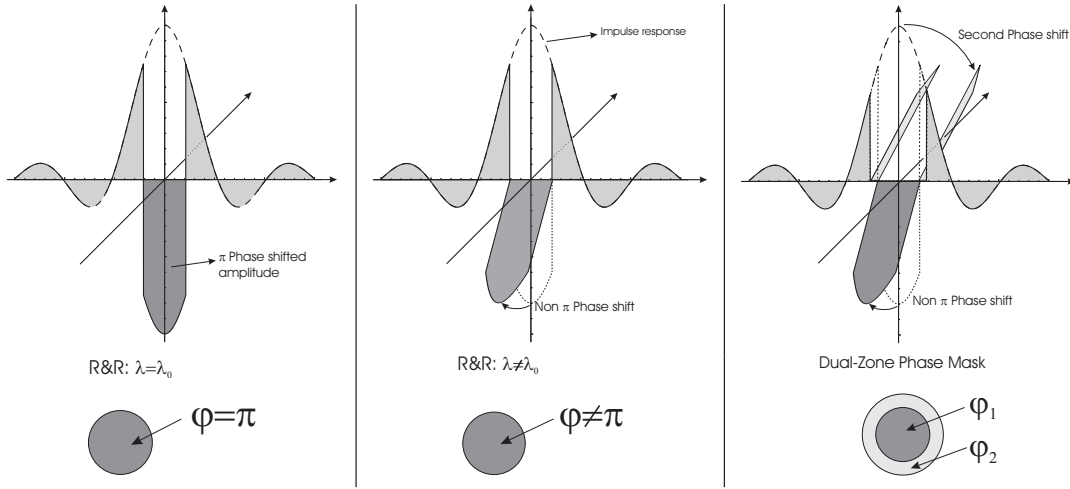


FIGURE I.3.10 – Figure issue de Soummer et al. (2003) montrant le fonctionnement d'un DZPM à travers trois représentations 1D du champ électrique après son passage par le masque de phase en plan focal. A gauche, le Roddier-Roddier, éclairée à sa longueur d'onde optimisée, produit exactement un décalage de  $\pi$ . Il reste donc juste à optimiser la taille du masque pour obtenir une compensation totale des parties en gris clair et gris foncé. Au centre, on éclaire le Roddier-Roddier avec une longueur d'onde différente : quelle que soit la taille du masque, il n'est pas possible pour ces deux parties de se compenser mutuellement. A droite, c'est le cas du DZPM : on introduit une couronne qui introduit un déphasage différent. On a introduit un degré de liberté supplémentaire, à optimiser pour minimiser l'éclairement pour une bande plus ou moins large.

obtenir la meilleure extinction. L'équation du masque M devient alors :

$$M(r, \lambda) = \exp\left(\frac{2i\pi(n_\lambda - 1)e}{\lambda}\right) \quad \text{avec} \quad e = \begin{cases} e_1 & \text{si } r < r_1 \\ e_2 & \text{si } r_1 < r < r_2 \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (\text{I.3.26})$$

La pupille d'entrée est apodisée ce qui introduit une dépendance de sa transmission en  $\rho$ . Cette apodisation peut être "grise" (Soummer et al., 2003) ou au contraire chromatique (N'diaye et al., 2012). Cependant, la dépendance en  $\lambda$  de la taille du masque est toujours présente. La principale amélioration introduite par le FQPM est qu'il ne subit pas cette dernière dépendance chromatique, car il opère une modulation de phase de manière azimutale et non radiale, tout en gardant une extinction équivalente au coronographe parfait. Suivant cette idée et voulant opérer des transitions de phase moins importantes, Murakami et al. (2008) a proposé le masque de phase 8 octants (8OPM), qui opère ce même déphasage azimutal de  $2\pi$  sur 8 octants variant deux à deux de  $\pi/2$ . Finalement, le masque vortex (optical vortex coronagraph ou OVC, Mawet et al., 2005b) opère cette même variation de  $2\pi$  (ou  $4\pi$ , ou  $6\pi$ , selon l'ordre) de manière continue. Les masques de phase azimutaux précédents deviennent alors des versions discrètes du vortex. Il est aussi possible de le rendre encore plus achromatique en utilisant là aussi des réseaux sub-lambda.

Alors que la plupart de ces coronographes ont été testés sur le ciel (par exemple, Boccaletti et al., 2004; Mawet et al., 2010), les développements actuels des coronographes de phase s'orientent maintenant vers l'amélioration des performances pour des pupilles partiellement obscurcies (obstruction centrale ou araignées).

### I.3.6.6.2 Autres coronographes stellaires

Tous les coronographes que j’ai manipulés étaient des coronographes de phase. Je me bornerais à indiquer seulement les autres grandes familles de coronographes, en me focalisant encore une fois sur les coronographes à petits IWA. Des combinaisons des techniques déjà citées existent : masques coronographiques dit hybrides faisant varier la phase et l’amplitude à la fois (comme le Hybrid band limited ou HBL, Trauger et al., 2011), avec ou sans apodisation de la pupille et/ou du Lyot (Apodized Pupil Complex Mask Lyot Coronagraph ou APCMLC, Guyon et al., 2014). Il faut aussi citer la famille de l’apodisation sans perte, depuis son fondateur le *phase induced amplitude apodization coronagraph* (PIAAC, Guyon et al., 2005) jusqu’au PIAACMC (Phase-Induced Amplitude Apodization complex mask coronagraph, Guyon et al., 2014), remarquable par les faibles séparations (petit IWA) qu’elle permet d’atteindre.

Enfin, la famille des coronographes interférométriques s’est développée depuis le coronographe interférentiel achromatique (CIA, Baudoz, 1999) qui fonctionne finalement sur le même principe que l’interférométrie en bande noire, mais mono-pupille. Dans cette branche, on peut citer le visible nuller coronagraph (VNC) et le Palomar fiber nuller (PFN).

Enfin, on peut citer les occulseurs externes où le masque coronographique est situé sur une autre plateforme spatiale que le télescope. L’occulteur est d’une taille de l’ordre de 40 m et situé à des distance de l’ordre de 50’000 km (Kasdin, 2010). Malgré ces distances énormes, on ne peut pas considérer que l’on est dans le cas de l’optique de Fourier (l’approximation de Fraunhofer n’est pas respectée) et l’occulteur n’est donc pas en plan focal. Ces techniques, si elles permettront sans doute d’obtenir des contrastes importants, ont encore de nombreux défis technologiques à surmonter.

## I.3.7 Optique adaptative

Comme le montre l’équation I.3.21 les performances d’un coronographe idéal sont limitées par les aberrations  $\Phi$  dans la pupille pour augmenter les performances en contraste des coronographes stellaires. J’ai aussi montré dans le paragraphe I.3.3 que les aberrations limitent la résolution du télescope. Dans de bonnes conditions d’observation, l’ordre de grandeur des aberrations dynamiques introduites par l’atmosphère est de 3  $\mu\text{m}$  (RMS) et elles possèdent une fréquence de variation supérieure au kilohertz (Rodier, 1999). Pour obtenir de bonnes performances en haut contraste et en haute résolution, il est donc nécessaire de corriger ces aberrations.

Je présente dans cette partie l’optique adaptative, développée pour corriger les aberrations dynamiques de phase introduites, pour des télescopes au sol, par l’atmosphère. Je commence par décrire succinctement le principe de l’optique adaptative.

### I.3.7.1 Principe de l’optique adaptative

Le principe de l’optique adaptative est illustré par la figure I.3.11 (gauche). La lumière stellaire, après avoir été collectée par télescope, est réfléchi sur un miroir déformable (paragraphe I.3.7.3) situé dans un plan pupille. Elle rencontre ensuite une lame séparatrice qui envoie une partie de la lumière vers un analyseur de front d’onde (paragraphe I.3.7.2) et l’autre vers l’instrument scientifique. L’analyseur de front d’onde détermine les aberrations de phase du front d’onde et cette information est utilisée pour déterminer la correction à appliquer au miroir déformable (paragraphe I.3.7.4). Si la correction est assez rapide, le miroir peut compenser l’influence de l’atmosphère et atteindre ainsi la résolution théorique du télescope. Cependant, si l’idée de l’optique adaptative est introduite dès Babcock (1953), sa mise en place s’est avérée complexe

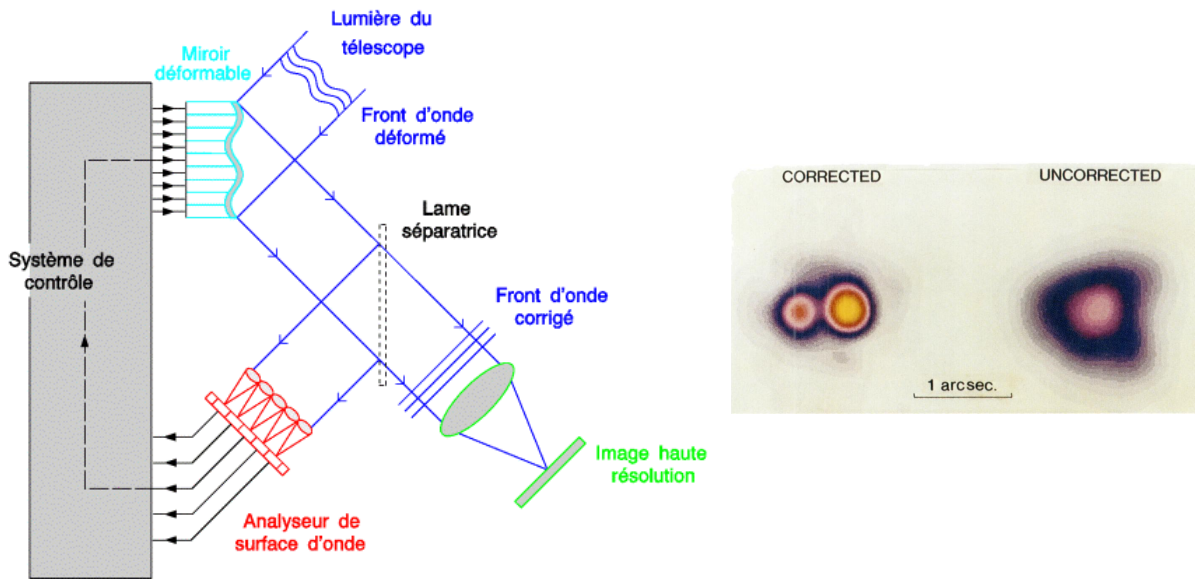


FIGURE I.3.11 – Gauche : principe de l'optique adaptative (source : site de l'observatoire de Paris). Droite : La binaire  $\gamma_2$  Andromeda en bande K avec et sans correction par optique adaptative. Cette image est issue de la première correction limitée par la seule diffraction du télescope (le 1.52 m de l'observatoire de Haute-Provence) par Rousset et al. (1990).

et il faut attendre Rousset et al. (1990) pour obtenir la première observation astronomique atteignant la résolution théorique d'un télescope (le 1.52 m de l'observatoire de Haute-Provence). La figure I.3.11 (droite) montre l'image obtenue de la binaire  $\gamma_2$  Andromeda en bande K avec et sans correction par optique adaptative.

### I.3.7.2 Les analyseurs de surface d'onde

Les analyseurs de front d'onde utilisés dans l'optique adaptative sont principalement de trois formes différentes décrites dans Rousset (1999) :

- le Shack-Hartmann (Shack and Platt, 1971) qui, grâce à une matrice de micro-lentilles, détermine de manière discrète la pente locale du front d'onde. C'est le plus utilisé à ce jour.
- l'analyseur à courbure (Rodier, 1988) utilise des variations d'intensités dans des images défocalisées pour mesurer localement le rayon de courbure du front d'onde. Cette méthode (transformation d'une erreur de phase en erreur d'amplitude en ajoutant un défocus) a été développée dans de nombreux concepts.
- les analyseurs pyramidaux (Ragazzoni, 1996; Ragazzoni and Farinato, 1999), qui focalise le faisceau sur le sommet d'une pyramide et utilise les différences d'intensité dans chacune des faces pour en déduire les déformations.

L'utilisation d'une technique plutôt qu'une autre dépend de l'objectif spécifique que l'on cherche à obtenir. Pour une analyse des différentes techniques d'analyse de surface d'onde dans le cadre du haut contraste, voir Guyon (2005).

### I.3.7.3 Miroirs déformables

Une partie de mon travail de thèse a été l'analyse du miroir déformable utilisé sur le banc THD. Pour mettre en perspective ces résultats, j'ai souhaité effectuer ici une revue des technologies disponibles. La plupart de ces techniques font appel à des actionneurs qui déforment une surface réfléchissante. Je définis tout d'abord plusieurs paramètres décrivant ces actionneurs et la surface du miroir déformable.

- **Le nombre d'actionneurs** : ce nombre est important car il détermine le nombre de degrés de liberté du miroir, lui permettant d'accéder à de plus grandes fréquences spatiales. Pour les miroirs carrés, je définis  $N_{DM}$  comme le nombre d'actionneur dans l'une des directions principales du miroir. Le nombre total d'actionneur est donc lui de  $N_{DM} \times N_{DM}$
- **La course** : cette valeur correspond au déplacement vertical maximum de l'actionneur. Pour certains miroirs, cette course est limitée pour éviter des gradients trop important d'un actionneur à l'autre qui pourraient endommager la surface réfléchissante. J'introduis aussi le pas minimal qui définit le plus petit mouvement accessible à chaque actionneur.
- **La fonction d'influence** : cette fonction décrit la déformée de la surface du miroir au mouvement d'un unique actionneur. Elle varie d'un miroir à un autre et peut être décrite par une Gaussienne modifiée (Huang et al., 2008) dans le cas d'actionneur ponctuels. Elle doit être connue précisément pour faire le lien entre la valeur de tension appliquée à chacun des actionneurs et la forme réelle du miroir. Je la note  $FI$ .
- **Le pas inter-actionneur** : Cette valeur désigne la distance entre les centres de deux actionneurs consécutifs. Je le note  $d_0$ .
- **Couplage inter-actionneur** ce paramètre est défini par le rapport en pourcentage, dans la fonction d'influence, entre la hauteur au centre de l'actionneur et celle à une distance de 1 pas inter-actionneur, soit au centre des actionneurs voisins. Ce paramètre décrit l'influence d'un actionneur sur ses voisins. Je le note  $\omega$ .
- **La qualité de surface** : décrit les aberrations introduites par la surface lorsque le miroir est mis à plat.

On peut ajouter le **temps de réponse** d'un actionneur à la commande qui lui est envoyée, mais ce paramètre n'est pas très important pour un usage pour le haut contraste. Je décris maintenant quelques-unes des techniques utilisées pour construire des miroirs déformables. Une revue plus complète est disponible dans Madec (2012).

#### I.3.7.3.1 Les miroirs bimorphes

Ces miroirs sont constitués de deux plaques piezo-électriques entre lesquelles on fait passer des électrodes. L'application d'un courant dilate l'une des deux et comprime l'autre, résultant en une courbure locale. Les actionneurs ne sont donc pas ponctuels dans le cas de ce miroir, et parler de pas inter-actionneur n'a pas exactement le même sens que pour les autres miroirs. De même, la course totale accessible dépend de la taille du miroir. Cependant, les courses obtenues sont de l'ordre de la dizaine de micromètres. L'un des avantages de cette technologie est son coût accessible. Cependant, le nombre d'actionneurs dépasse rarement une centaine, ce qui les prédispose plutôt à la correction d'aberrations de bas-ordre.

#### I.3.7.3.2 Les miroirs à empilement

La surface optique est ici posée sur des actionneurs composés d'empilements de plaques ou de disques en matériaux ferro-magnétiques que l'on peut dilater ou comprimer par effet piézo-électrique ou électrostrictif. Ces miroirs sont les plus utilisés à ce jour pour l'optique adapta-

tive. Ils peuvent développer des courses comprise entre 5 et 10  $\mu\text{m}$  en fonction du matériau féro-magnétique utilisé pour les actionneurs. Cette technologie est assez volumineuse et les pas inter-actionneur sont compris entre 1 et 8 mm. Il est maintenant possible d'atteindre le millier d'actionneurs et certaines compagnies proposent même des miroirs de 64x64 actionneurs<sup>8</sup> (soit 4096). Du fait de la grande distance inter-actionneur, la taille de ces miroirs peut dépasser 30 cm. Enfin, certaines compagnies proposent une finition de la qualité de surface à 2 nm (RMS).

#### I.3.7.3.3 Les miroirs à bobines

Les actionneurs de ces miroirs sont chacun munis d'une bobine qui émet un champ magnétique variant en fonction du courant les traversant. Des aimants, fixés à l'arrière de la surface réfléchissante, permettent de la déformer. L'avantage de ces miroirs est la grande course qu'ils permettent. Ils sont utilisés dans plusieurs situations :

**Miroirs à bobines pour M2** de grands télescopes. Ils sont dans ce cas de grande taille (pas inter-actionneur de 30 mm pour une taille totale du miroir de l'ordre du mètre). Le M2 du VLT est de ce type. Les miroirs actuels sont encore limités à 1200 actionneurs (M2 du VLT par exemple), mais la barre des 4000 actionneurs devrait être atteinte pour la nouvelle génération d'ELT.

**Miroirs à bobines à membrane**, développés en plus petite taille. Pour le moment, le nombre maximal d'actionneur atteint est inférieur à quelques centaines.

#### I.3.7.3.4 Les miroirs MEMS à membrane continue

Les miroirs MEMS (Micro Electro-Mechanical System) sont constitués d'une surface réfléchissante attachée en certains points (les actionneurs) à un support intermédiaire. Ce support sert d'électrode supérieure et est actionné grâce à un champ électrostatique. Ils se distinguent des autres technologies par leur grande compacité (pas inter-actionneur de l'ordre de quelques centaines de  $\mu\text{m}$ ). La course obtenue est inférieure à celles proposées par les technologies concurrentes (de l'ordre du  $\mu\text{m}$ ), mais ces miroirs sont extrêmement compacts (1  $\text{cm}^2$  pour 1000 actionneurs). Le nombre d'actionneurs est comparable à celui obtenu par les miroirs à empilement (depuis peu plus de 4000 actionneurs), pour un coût moindre. Ils sont aussi appréciés par les hautes fréquences temporelles qu'ils permettent d'atteindre. Cependant, les nombreux points de contact entre la surface réfléchissante et la membrane intermédiaire font que la qualité de surface finale est dégradée (de l'ordre de 30 nm, RMS).

#### I.3.7.3.5 Les miroirs segmentés

Catégorie un peu à part, les miroirs segmentés sont composés de plusieurs segments de miroirs indépendants et possèdent donc une surface discontinue. Ils peuvent être développés selon plusieurs technologies (MEMS, empilement, bobine). Cette technique est déjà utilisée pour les miroirs primaires de certains grands télescopes actuels (Keck) et la future augmentation de taille des miroirs primaires en fait sans aucun doute le futur des télescopes au sol (les *Extremely Large Telescopes*, ELT) aussi bien que spatiaux (*James Webb Space Telescope*, JWST). Le couplage inter-actionneur est nul. En outre, comme ils ne déforment pas une membrane, la taille des actionneurs et le pas inter-actionneur peuvent être aussi grands que souhaités : de 300  $\mu\text{m}$  pour

---

8. Les miroirs à empilement, à bobine et MEMS sont souvent disposés en matrices carrées. J'utiliserai donc souvent cette notation pour donner le nombre d'actionneurs d'un miroir.

Type miroir	Nombre d'act.	$d_0$	Course	Qualité de surface	Coût
Bimorphe	< 300	5 mm	10 $\mu\text{m}$	20 nm (RMS)	+
Empilement	< 4000	1 mm	8 $\mu\text{m}$	2 nm (RMS)	++
Bobines (M2)	< 1200	30 mm	15 $\mu\text{m}$	60 nm (RMS)	+++
Bobines (membrane)	< 280	2 mm	15 $\mu\text{m}$	7 nm (RMS)	+
MEMS	< 4000	0.3 mm	1 $\mu\text{m}$	30 nm (RMS)	+

TABLE I.3.1 – Comparaison des techniques de miroirs déformables

les MEMS segmentés à 1.45 m pour le miroir primaire de l'*European-ELT*. Une spécificité de ces miroirs est aussi qu'il est possible de mettre plusieurs actionneurs pour un seul segment, augmentant ainsi le nombre de degrés de liberté. Ainsi chacun des segments du JWST possèdera 6 actionneurs pour commander son inclinaison et un 1 actionneur supplémentaire pour ajuster sa courbure. Cependant, la discontinuité de la surface réfléchissante provoque des diffractions créant ainsi de fortes aberrations d'amplitude au passage des optiques dont les effets dans le cadre de la coronographie doivent encore être pris en compte.

#### I.3.7.3.6 Les miroirs tip-tilt

Enfin, je parlerai souvent dans cette thèse de miroir tip-tilt (ou simplement tip-tilt). Il s'agit d'un miroir plan permettant de corriger seulement les deux premiers ordres d'aberrations, soit la position de la fonction d'étalement du point dans le plan focal du masque coronographique.

### Récapitulatif

Les caractéristiques de ces différentes technologies sont reproduites dans le tableau I.3.1 pour différents paramètres : le nombre d'actionneurs maximum à ce jour, les ordres de grandeurs pour les pas inter-actionneur, la course et la qualité de surface, ainsi qu'un coût relatif. J'ai volontairement exclu de ce tableau les miroirs segmentés et tip-tilt qui ne sont pas utilisés pour les mêmes usages. On voit que chaque technologie possède ses avantages (coût, encombrement, qualité de surface, course) qui doivent donc être étudiés précisément en fonction de l'usage recherché.

Enfin, il faut parler de la spatialisation de ces miroirs. Le projet MADRAS (Laslandes et al., 2012) vise à développer un miroir proche du bimorphe dans les formes qu'il permet d'atteindre, mais en plus robuste. Ce miroir est en phase TRL 4<sup>9</sup> (Laslandes et al., 2013). Un autre projet (Cahoy et al., 2013), propose d'envoyer un miroir MEMS dans l'espace pour augmenter le TRL de cette méthode.

#### I.3.7.4 Méthodes de correction

Après avoir décrit les méthodes de mesure de la phase (paragraphe I.3.7.2) d'une part et les systèmes de correction par miroirs déformables (paragraphe I.3.7.3) d'autre part, je présente maintenant une méthode utilisée en optique adaptative pour optimiser la correction à appliquer

9. *Technology Readiness Level*, échelle couramment utilisée pour décrire le degré de maturité d'une technologie, en particulier en vue de sa spatialisation. Cette échelle va de 1 (principe de base) à 9 (la technologie a déjà été spatialisée).



en fonction de la mesure effectuée (Boyer et al., 1990). Cette méthode de correction, linéaire et en boucle fermée, sera utilisée à plusieurs reprises dans ma thèse.

Soit un miroir déformable de  $N_{DM} \times N_{DM} = N_{DM}^2$  actionneurs et un système d'analyse du front d'onde qui renvoie une mesure  $m$ , sous la forme d'un vecteur de dimension  $K$ . On veut établir une matrice, dite matrice de contrôle, reliant linéairement les mesures de cet analyseur aux tensions  $k$  à appliquer aux actionneurs du miroir pour les corriger.

On établit donc dans un premier temps une matrice d'interaction, qui relie les tensions appliquées aux actionneurs du miroir à la mesure de l'analyseur. Pour cela, je choisis une base  $\{s_i\}$  de surfaces à appliquer permettant de décrire tous les mouvements accessibles au miroir déformable. Plusieurs bases peuvent être employées pour cela, en fonction de l'usage spécifique. On citera la base des vecteur de Zernike (encore une fois, voir Noll, 1976; Roddier, 1999), qui est adaptée à la fois à la correction d'aberrations introduites par l'atmosphère et aux mouvements spécifiques de la surface des miroirs bimorphes. On peut aussi citer celle employée dans Boyer et al. (1990), base des fonctions d'influence du miroir, où chaque actionneur du miroir déformable est poussé un par un, et la base de Fourier (Poyneer and Véran, 2005), qui applique sur le miroir des sinus et des cosinus en deux dimensions à toutes les périodes accessibles au miroir.  $B$  est la matrice qui relie chacun des  $N_{DM}^2$  vecteurs  $s_i$  de la base (qui sont les surfaces désirées) au vecteur de tension  $k_i$  qu'il faut appliquer aux  $N_{DM}^2$  actionneurs du miroir pour l'obtenir. Elle relie donc une déformation quelconque  $s$  aux valeurs tensions  $k$  permettant de la réaliser.

$$k = B.s \quad , \quad (I.3.27)$$

où  $.$  représente la multiplication matricielle.  $B$  est une matrice carrée de taille  $N_{DM}^2 \times N_{DM}^2$ . Si la base choisie est justement celle des fonctions d'influence, où chaque actionneur est poussé un par un, la matrice  $B$  est la matrice unité.

J'applique ensuite un par un les vecteurs  $s_i$  de cette base sur le miroir puis son opposé et j'enregistre leur réponse avec l'analyseur sous la forme de deux vecteurs de dimension  $K$ . La différence divisée par deux de ces mesures donne exactement la mesure  $m_i$  de la déformation du front d'onde lorsque le vecteur  $s_i$  est appliqué : la soustraction permet de supprimer l'influence dans la mesure de la phase existante ne dépendant pas des mouvements du miroir. En concaténant tous ces vecteurs, j'obtiens donc une matrice  $M_{meas}$  reliant toute surface  $s$  du miroir, combinaison des vecteurs de la base, à sa mesure  $m$  dans l'estimateur :

$$m = M_{meas}.s \quad . \quad (I.3.28)$$

La matrice  $M_{meas}$  est donc une matrice de taille  $K \times N_{DM}^2$ . Enfin, je déduis la matrice  $D = M_{meas}.B^{-1}$  telle que :

$$m = D.k \quad . \quad (I.3.29)$$

Cette matrice, de dimension  $K \times N_{DM}^2$ , est appelée matrice d'interaction. Elle est constituée des vecteurs de mesure  $m_i$ , réponse de l'estimateur à l'application des tensions  $k_i$ . Elle relie tout vecteur de tension  $k$  appliqué au miroir à sa réponse par le système de mesure du front d'onde. Je cherche alors le vecteur  $k$  à appliquer au miroir déformable de telle sorte que la distance :

$$d_m^2 = \|D.k - m\|^2 \quad , \quad (I.3.30)$$

soit minimale. J'ai noté  $\|\cdot\|$  la norme 2 sur l'espace vectoriel de la mesure. Cette minimisation est appelée problème des moindres carrés.

Dans le cas général,  $D$  n'est pas carrée (donc pas inversible). J'utilise alors la pseudo-inverse  $D^\dagger$  par la méthode de la décomposition en valeurs singulières (ou *singular value decomposition*, SVD, [Golub and Reinsch, 1970](#)). Selon cette méthode, on montre que la matrice  $D$  peut s'écrire sous la forme :

$$D = U\Sigma V^T, \quad (\text{I.3.31})$$

où  $T$  désigne la transposition. Dans cette équation :

- $\Sigma$  est une matrice carrée et diagonale de taille  $N_{DM}^2 \times N_{DM}^2$ . Les éléments diagonaux ( $\sigma_1, \sigma_i, \dots, \sigma_{N_{DM}^2}$ ) de cette matrice sont appelés valeurs singulières et sont les valeurs propres de la matrice  $D^T D$ .
- $U$  est une matrice rectangulaire de taille  $K \times N_{DM}^2$ .
- $V$  est une matrice carrée de taille  $N_{DM}^2 \times N_{DM}^2$ .

Les valeurs singulières décrivent l'influence relative des modes propres du miroir déformable dans la mesure. On définit alors la pseudo-inverse par :

$$D^\dagger = V\Sigma^{-1}U^T, \quad (\text{I.3.32})$$

où  $\Sigma^{-1}$  est une matrice diagonale avec pour valeurs diagonales les  $\sigma_i^{-1}$  telles que :

$$\sigma_i^{-1} = \begin{cases} 1/\sigma_i & \text{si } \sigma_i > 0 \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (\text{I.3.33})$$

La méthode SVD stipule alors que la commande :

$$k = D^\dagger . m \quad (\text{I.3.34})$$

est une solution du problème des moindres carrés (équation [I.3.30](#)). J'appelle matrice de contrôle la matrice  $D^\dagger$ . Une fois cette matrice obtenue, on peut fermer la boucle de correction. Pour un état donné de tensions des actionneurs du miroir  $k^j$  à un instant donné  $j$ , on cherche le vecteur de tensions à appliquer à l'instant  $j + 1$ ,  $k^{j+1}$ . On effectue une mesure avec l'analyseur,  $m^j$ , et on déduit la tension à appliquer à l'itération suivante :

$$k^{j+1} = k^j - gD^\dagger . m^j, \quad (\text{I.3.35})$$

où  $g$  est le gain de la boucle d'asservissement.

Dernier point important, il est possible de filtrer les valeurs propres les plus faibles de la matrice durant la pseudo-inversion. En effet, à cause du bruit de mesure, on n'a jamais en pratique  $\sigma_i = 0$ . Cependant, pour un mode mal ou non vu dans la mesure, on a alors  $\sigma_i \ll 1$  ce qui va avoir pour effet, lors de l'utilisation de la matrice pseudo-inverse, de propager ce bruit de mesure dans la correction. On va alors choisir, à la place de l'équation [I.3.33](#) :

$$\sigma_i^{-1} = \begin{cases} 1/\sigma_i & \text{si } \sigma_i \geq \sigma_{seuil} \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (\text{I.3.36})$$

où  $\sigma_{seuil}$  est un seuil que l'on ajustera selon les cas. Cela permet d'éliminer les modes du miroir qui ont peu ou pas d'effets dans la mesure, comme les mouvements des actionneurs en dehors de la pupille ou le piston.

J'ai décrit dans ce paragraphe une seule méthode, linéaire, de correction des aberrations introduites par l'atmosphère, que j'ai employé durant ma thèse, dans le cadre du haut contraste. D'autres méthodes plus complexes (non linéaires, avec plusieurs miroirs déformables) sont actuellement développées, mais ne seront pas décrites dans cette thèse.



### I.3.7.5 Aberrations différentielles et quasi-statiques

L'optique adaptative permet de corriger une grande partie des aberrations dynamiques introduites par l'atmosphère. Cependant, si des aberrations de phase sont introduites en aval de la séparatrice envoyant une partie de la lumière vers le système d'analyse (voir figure I.3.11, gauche), elles ne peuvent pas être mesurées. Ces aberrations, créées par les défauts des optiques sont appelées aberrations différentielles. En outre, les systèmes d'optique adaptative sont destinés quasi-exclusivement à la mesure d'aberrations de phase et non d'amplitude. Pour les télescopes au sol, toutes ces aberrations deviennent non négligeables seulement après un système d'optique adaptative performant.

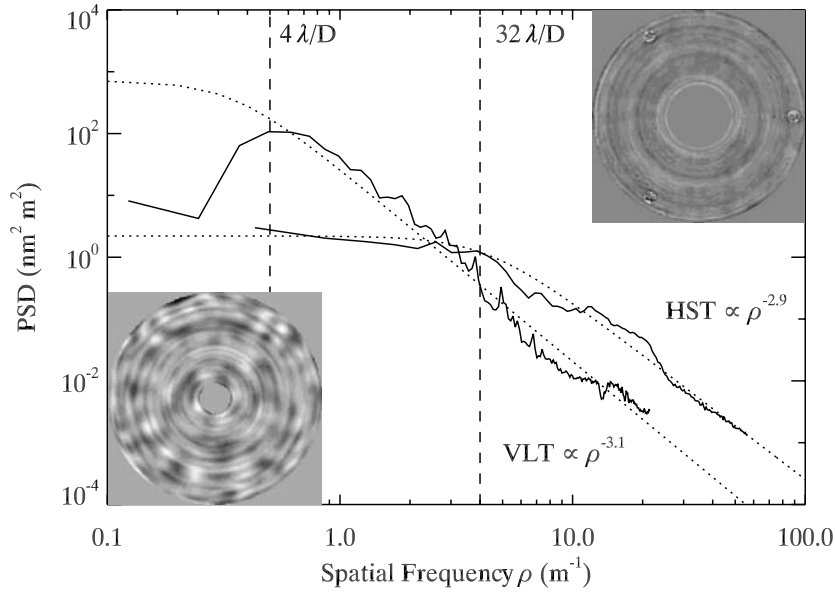


FIGURE I.3.12 – DSP azimuthales des aberrations de phase (en nm par élément de surface du miroir) en fonction de la fréquence, pour deux miroirs, les M1 du VLT (very large telescope) et du HST (Hubble space telescope). Les cartes de phases du M1 du VLT (en bas à gauche) et du HST (en haut à droite) sont aussi représentées. Les droites verticales indiquent les fréquences qui vont créer des speckles dans la région  $4 - 32\lambda/D$  pour le miroir du VLT. Les lois de puissance, en  $f^{-3.1}$  pour le VLT et  $f^{-2.9}$  pour HST, sont indiquées par des lignes en pointillés. Cette figure est tirée de [Bordé and Traub \(2006\)](#).

Ces mêmes problèmes se posent aussi dans le cas de télescopes spatiaux, qui ne subissent pourtant pas les déformations de l'atmosphère. A titre d'exemple, le miroir M1 de la mission Gaia, conçu par Astrium et réalisé par Boostec, produit des aberrations de phase de 19 nm (RMS) pour une taille de 1.49 m x 0.54 m ([Charvet, 2010](#)). Sur l'ensemble du chemin optique, l'ordre de grandeur de ces aberrations est donc de quelques dizaines de nm. La figure I.3.12 décrit les DSP azimuthales des aberrations de phase en fonction de la fréquence, pour deux miroirs, les M1 du VLT (8.2 m) et du HST (2.4 m). Sur la même figure, les cartes de phases de ces deux miroirs sont aussi représentées. Les droites verticales indiquent les fréquences qui vont créer des speckles dans la région  $4 - 32\lambda/D$  pour le miroir du VLT. Les lois de puissance, en  $f^{-3.1}$  pour le VLT et  $f^{-2.9}$  pour HST sont indiquées par des lignes en pointillés. Pour les simulations de cette thèse, j'ai souvent pris une DSP en  $f^{-2}$ , ce qui, en augmentant la part des hautes fréquences non correctibles par le miroir, est assez pessimiste.

Dans un premier temps, on a utilisé des méthodes post-traitement permettant de soustraire *a posteriori* les *speckles* que ces aberrations introduisent. Ces méthodes seront décrites dans le paragraphe suivant. Depuis récemment, des techniques d'étalonnage de ces aberrations permettent une mesure de ces aberrations et leur correction avant l'observation, ce qui a comme résultat de réduire l'intensité des *speckles* pendant l'observation. Ces techniques doivent permettre de mesurer et de corriger ces aberrations en phase et en amplitude sur tout le chemin optique, jusqu'au plan focal du coronographe. Je les évoquerai rapidement dans le chapitre I.4. Cependant, ces méthodes (post-traitement, étalonnage avant observation) sont à leur tour limitées par la variation de ces aberrations.

En effet, la déformation des montures et des optiques à cause des variations de température ou d'orientation du vecteur gravité, ou même les erreurs de pointage sur le coronographe vont introduire de lentes variations (devant le temps d'intégration du détecteur) de ces aberrations. On parlera alors d'aberrations quasi-statiques. Ces aberrations, qui, encore une fois, concernent à la fois les télescopes spatiaux et ceux au sol, sont particulièrement problématiques dans le cadre de l'exoplanétologie. En effet, les *speckles* dynamiques résidus de l'optique adaptative sont moyennés sur la durée d'intégration du détecteur, tandis que les *speckles* statiques peuvent être éliminés par les techniques de post-traitement (voir paragraphe suivant) ou d'étalonnage. Restent donc à la fin une partie des *speckles* quasi-statiques, qui peuvent être confondus de par leur taille avec l'image d'une planète.

Une solution est donc d'estimer et de corriger les *speckles* dans le plan focal, en temps réel durant l'observation. Ces méthodes de correction active pour la très haute dynamique, seront étudiées dans le dernier chapitre de cette partie.

### I.3.8 Techniques de post-traitement pour la soustraction de *speckles*

Dans ce paragraphe, je traite des méthodes en post-traitement utilisées pour la soustraction des *speckles* statiques et à variation très lentes. Ces techniques sont utilisées depuis presque 20 ans pour traiter les images coronographiques du HST (voir paragraphe I.3.9.1). Depuis le développement récent de systèmes d'optique adaptative performants pour les grands télescopes au sol, elles sont aussi utilisées pour ces instruments et ont connues un développement rapide depuis 10 ans. Cette partie, sans être exhaustive, est particulièrement développée pour tenter de définir un cadre général dans lequel se développent toutes les techniques de soustraction de *speckles*.

#### I.3.8.1 HST et les premières soustractions de *speckles*

La soustraction d'une image stellaire de référence a été utilisée dès les premières mesures de l'instrument coronographique NICMOS sur HST (Schneider, 1998; Lowrance et al., 1998; Schneider et al., 2001). En revenant à l'équation I.3.19, il s'agit de trouver une image coronographiée de l'étoile  $I_{S,ref}$  de référence la plus proche possible de l'image coronographiée  $I_S$  et de la soustraire à l'image  $I$ . Il est parfaitement possible de faire cette opération sans coronographe : on parlera alors de soustraction de fonction d'étalement du point (*PSF subtraction*), en revenant à l'équation I.3.5. Cependant, puisque j'ai exclusivement utilisé ces techniques dans un cas coronographié, on parlera ici de soustraction de *speckles* ou de soustraction de l'image stellaire coronographiée  $I_S$ .

Dans un premier temps, l'image stellaire de référence  $I_{S,ref}$  est directement l'image d'une

étoile similaire prise dans les mêmes conditions d'observations, normalisée pour correspondre parfaitement à  $I_S$ . Je suppose aussi que cette étoile similaire ne possède pas d'objet astrophysique compagnon au même endroit. Si l'objet d'intérêt est une exoplanète, cette hypothèse n'est pas contraignante. En effet, quand bien même l'étoile utilisée pour la référence posséderait elle aussi une planète, la probabilité que les images de ces planètes se superposent est faible. Cependant, ce n'est pas le cas pour un disque surtout s'il est observé sous une faible inclinaison. Il faut s'assurer que l'étoile utilisée pour construire une image stellaire de référence n'est pas entourée d'un disque. Pour cette raison, on utilise des étoiles ne présentant pas d'excès de luminosité infrarouge. La soustraction des images donne :

$$I(\vec{x}) - I_{S,ref}(\vec{x}) = I_S(\vec{x}) - I_{S,ref}(\vec{x}) + I_C(\vec{x}) \simeq I_C(\vec{x}) \quad . \quad (\text{I.3.37})$$

Cette technique a par exemple été employée pour tenter de détecter le disque autour de 55 cancri (Schneider et al., 2001) avec une image stellaire de référence estimée autour de l'étoile voisine HD 75216. Cependant, elle présente plusieurs défauts. Je me place dans un premier temps dans le cas d'une image stellaire constante (les *speckles* quasi-statiques sont considérés statiques). On a alors  $I_{S,ref} = I_S$ , ce qui permet d'éliminer le flux stellaire. Cependant, même dans ce cas et comme dans toute technique post-traitement, il n'est pas possible de récupérer l'information inférieure au bruit de photon, qui de plus est augmenté d'un certain facteur lors de la différence (puisque les bruits de photons sont indépendants et s'ajoutent). Enfin, cette méthode est limitée par le temps de variation des *speckle* quasi-statiques. Marois et al. (2006), dont je reparlerai ci-dessous, analyse le niveau d'atténuation du bruit de *speckles* en fonction du temps entre les images et le temps de décorrélation, qui est évidemment dépendant du temps de variation des *speckles* dans l'image. D'autres techniques ont donc été développées pour limiter les variations entre la  $I_S$  et  $I_{S,ref}$ .

### I.3.8.2 Roll deconvolution

Conscient de la variation des *speckles*, Schneider et al. (2001) précise que, bien qu'elle soit mesurée sur une étoile différente, son image stellaire de référence doit idéalement être réalisée durant la même orbite pour limiter ces variations. La technique de *roll-deconvolution*, utilisée par Heap et al. (2000) sur  $\beta$ -pictoris avec HST/STIS puis par Schneider and Silverstone (2003) avec HST/NICMOS, explore la même idée en proposant d'utiliser cette fois des images de la même étoile prise durant la même orbite, à des inclinaisons différentes du HST.

Lors d'une rotation de l'instrument d'un angle  $\theta_{roll}$  par rapport au ciel, les *speckles* issus des aberrations quasi statiques de l'instrument ainsi que tout ce qui se trouve dans le plan pupille de l'instrument vont rester fixes. Mais tout objet situé dans le champ autour de l'étoile (un objet astrophysique, lié ou non à l'étoile) va tourner dans le repère du détecteur. En notant  $I_{roll}$  l'image prise après rotation, on fait alors la différence :

$$I(\vec{x}) - I_{roll}(\vec{x}) = I_S(\vec{x}) - I_{S,ref}(\vec{x}) + I_C(\vec{x}) - I_{C,\theta_{roll}}(\vec{x}) \simeq I_C(\vec{x}) - I_{C,\theta_{roll}}(\vec{x}) \quad , \quad (\text{I.3.38})$$

où  $I_{C,\theta_{roll}}$  est une image de l'objet astrophysique d'intérêt ayant subi une rotation d'angle  $\theta_{roll}$  et de centre l'étoile. On peut alors éliminer les *speckles* quasi-statiques dont la durée de vie est supérieure au temps entre les deux images, sans soustraire l'objet. On remarque que cela n'est pas valable pour les objets astrophysiques qui restent invariants par rotation autour de l'étoile, comme les disques à faible inclinaison, où il reste préférable d'utiliser des images stellaires de référence issues d'étoiles elles-mêmes sans disque. De même, la rotation doit être assez importante pour éviter l'auto-soustraction de l'image de la planète.

### I.3.8.3 Angular Differential Imaging

Liu (2004) utilise alors la *roll-deconvolution* sur le *Keck Telescope* en activant la dé-rotation de la pupille au foyer Nasmyth. Les vitesses de rotations, plus rapides que dans le cas de HST, permettent de passer de quelques images (2 ou 3) à un grand nombre (quelques dizaines voir centaines), où l'angle de l'image de l'objet varie continuellement. Cette méthode d'observation est théorisée et nommée *Angular Differential Imaging* (ADI) par Marois et al. (2006). Je commencerai par décrire rapidement certaines contraintes d'observation qu'implique la collecte des données en utilisant cette méthode (paragraphe I.3.8.3.1). Je présenterai ensuite un cadre général des traitements des données ADI (paragraphe I.3.8.3.2) avant de montrer la spécificité de la technique ADI<sup>10</sup>.

#### I.3.8.3.1 L'ADI comme méthode d'observation

L'angle parallactique  $\theta$  est défini comme l'angle entre les deux droites passant par l'étoile et pointant pour l'une vers le Nord et pour l'autre vers le zénith à un instant donné. Sa vitesse de variation est égale à la vitesse angulaire de rotation de l'image de l'objet astrophysique d'intérêt autour du centre de l'image si l'on fixe la pupille par rapport à l'instrument. Cette vitesse dépend, pour un télescope donné, de l'azimut de l'étoile et surtout de sa distance au zénith. Si le champ n'a pas assez tourné entre deux poses, les soustractions de ces images auront tendance à effacer les objets (voir paragraphes suivants). On veut donc maximiser la rotation du champ dans deux images consécutives. Avant l'observation, il est donc nécessaire de prévoir ces paramètres pour obtenir les images avec le meilleur "potentiel angulaire" possible. Ainsi, pour avoir une vitesse de rotation maximum on favorisera, à une date d'observation donnée, les étoiles passant près du zénith. Pour une vitesse de rotation donnée, le choix du temps de pose est aussi important : s'il est trop long, l'image de l'objet peut être déformée dans l'image. Dans la figure I.3.13, je montre une étoile de fond, présente dans le champ de l'étoile HD 929450 pour 3 images à  $t = 0$  s ( $\theta = 80.42^\circ$ , image de gauche),  $t = 410.4$  s ( $\theta = 73.45^\circ$ , image centrale) et  $t = 554.0$  s ( $\theta = 60.50^\circ$ , image de droite), obtenues par l'instrument NICI (voir partie IV). Le temps de pose étant relativement long (20.54 s) et HD 929450 passant proche du zénith, les variations  $\Delta\theta$  de l'angle parallactique durant la pose peuvent être grandes et déformer l'image de l'étoile de fond de manière importante (figure I.3.13, droite). Si les objets astrophysiques d'intérêt se déplacent trop durant la pose, il devient difficile de les trouver dans l'image finale et il conviendra d'éviter ces situations. Ces problèmes interviennent d'abord à large séparation et il conviendra d'adapter ces paramètres au programme d'observation : courtes poses pour observer des objets loin de leur étoile, mais qui sont moins gênés par le bruit de *speckles*, longues poses pour des objets plus proches de leur étoile et dont l'image se déplace moins durant la pose.

#### I.3.8.3.2 Traitement général des images de ce type

La figure I.3.14 décrit le traitement appliqué aux images d'observation ADI. Soit  $\mathcal{N}$  images prises d'un même couple "étoile - objet" où l'image de l'objet astrophysique occupe à chaque fois une position différente, mais où l'image stellaire de l'étoile reste fixe (colonne d'image de gauche).

En se rapportant au problème précédent, on considère l'une des images  $I_i$ , contenant l'objet

10. On utilisera le terme ADI pour désigner à la fois le mode d'observation et la technique de traitement d'image développée par Marois et al. (2006) à partir des données collectées de cette façon.

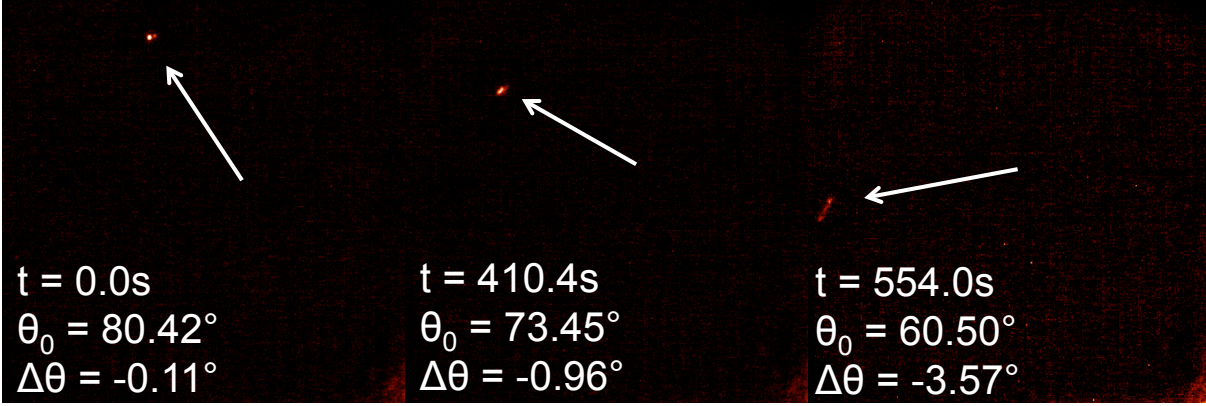


FIGURE I.3.13 – Une étoile de fond observée dans les données NICI autour de l'étoile HD 929450 (dont on aperçoit le halo en bas à droite) pour trois temps différents, le 15 janvier 2011. Ces images étant prises avec un filtre étroit (voir Partie IV pour une description détaillée des filtres de NICI) l'observateur a choisi un long temps de pose de 20.54 s. J'ai précisé pour chaque image le temps  $t$  à partir de la première image enregistrée, l'angle parallactique  $\theta_0$  au début de la pose ainsi que la variation  $\Delta\theta$  de cet angle durant la pose.

d'intérêt dont l'image est tournée d'un angle  $\theta_i$  :

$$\forall i \in [0, \mathcal{N}], \quad I_i(\vec{x}) = I_{S,i}(\vec{x}) + I_{C,\theta_i}(\vec{x}) \quad , \quad (\text{I.3.39})$$

dont on retranche une image stellaire de référence mesurée à partir du cube d'images :

$$\forall i \in [0, \mathcal{N}], \quad I_{S,ref,i}(\vec{x}) = \sum_{0 \leq j \leq \mathcal{N}-1} \lambda_{ij}(\vec{x}) I_j(\vec{x}) \quad , \quad (\text{I.3.40})$$

où les  $\lambda_{ij}(\vec{x})$  sont des coefficients réels. En repartant de l'équation I.3.37, on peut alors écrire :

$$\forall i \in [0, \mathcal{N}], \quad I_i(\vec{x}) - I_{S,ref,i}(\vec{x}) = I_{S,i}(\vec{x}) + I_{C,\theta_i}(\vec{x}) - \sum_{0 \leq j \leq \mathcal{N}-1} \lambda_{ij}(\vec{x}) I_j(\vec{x}) \simeq I_{C,\theta_i}(\vec{x}) \quad . \quad (\text{I.3.41})$$

Le problème n'est pas simple : il s'agit de trouver les coefficients  $\{\lambda_{i,j}\}$  pour obtenir la minimisation de  $I_i - I_{S,ref,i}$ , tout en conservant l'objet astrophysique d'intérêt dont l'existence est seulement supposée, la position inconnue<sup>11</sup>, et qui est entouré de bruits aléatoires. Dans le cas général les  $\lambda_{ij}(\vec{x})$  sont indépendants pour chaque pixels et toute image peut être obtenue par combinaison. Mais la taille des *speckles* est connue, la variation spatiale de leur intensité ainsi que la forme de l'objet dans le cas d'une planète. Il s'agit donc de contraindre les  $\lambda_{ij}(\vec{x})$  pour obtenir la meilleure image stellaire de référence. Différentes familles de  $\lambda_{ij}(\vec{x})$  seront explorées dans les paragraphes suivants.

Une fois cette méthode choisie, on dispose donc d'une image stellaire de référence que l'on soustrait à l'image  $I_i$ . On réitère le processus pour toutes les images tour à tour. Selon la méthode, on pourra retirer l'image  $I_i$  du calcul de  $I_{S,ref,i}$  ( $\lambda_{ii} = 0$ ) ou pas. Dans le cas  $\lambda_{ii} = 0$ , une image stellaire de référence spécifique est mesurée pour chaque  $I_i$ . Dans le cas contraire, il est possible d'utiliser la même image stellaire de référence pour la soustraire à tous les  $I_i$  ( $\forall i \quad \lambda_{ij} = \lambda_j$ ).

11. La forme aussi dans le cas de disques circumstellaires.



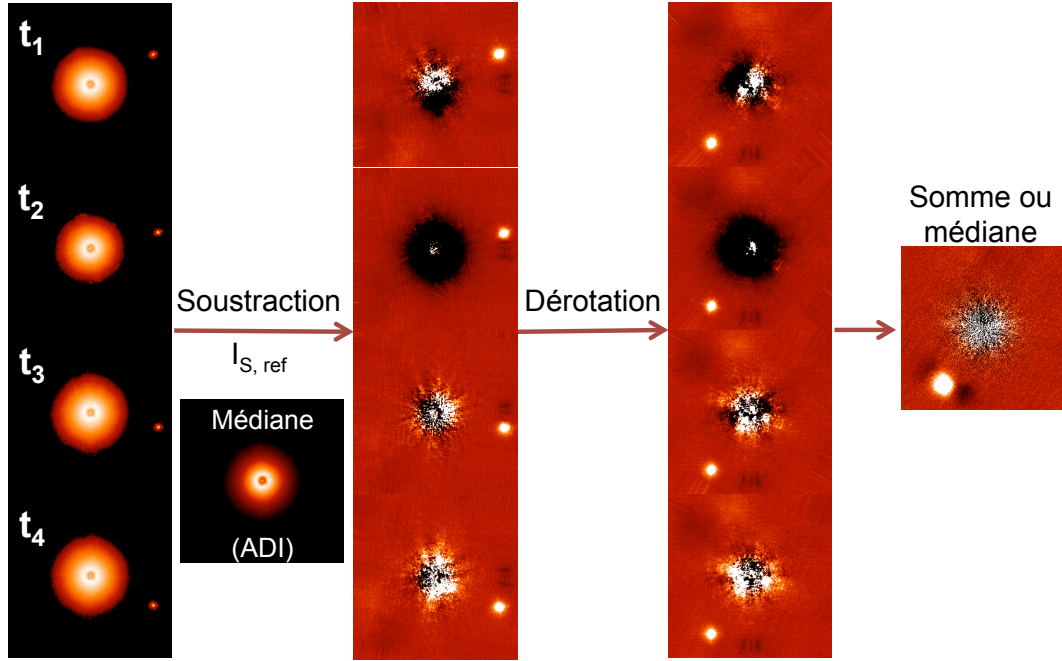


FIGURE I.3.14 – Dans les images de type ADI, à gauche, l'image de l'objet astrophysique d'intérêt effectue une rotation au cours du temps autour de son étoile tandis que l'image stellaire reste fixe, au centre. Dans le cas général, on cherche une image stellaire de référence à partir de ces images. Dans la technique de traitement présentée par [Marois et al. \(2006\)](#), il s'agit de la médiane de ces images. Cette médiane est alors soustraite à chacune des images (seconde colonne d'images). Après avoir effectué une dérotation, l'objet astrophysique d'intérêt se retrouve au même endroit (troisième colonne d'images). Éventuellement, on choisit alors de faire la somme ou la médiane pour augmenter le signal à bruit du compagnon. Les images ci-dessus ont été produites en utilisant un ADI sur les données NICI de HD 181296 avec une étoile de fond comme objet astrophysique cible.

On obtient finalement  $\mathcal{N}$  images dans lesquelles l'image de l'objet astrophysique est toujours à une position différente mais où l'on a minimisé l'image de l'étoile (seconde colonne dans la figure I.3.14, pour le cas ADI). Pour augmenter le rapport signal à bruit, on peut alors orienter le Nord de toutes les images dans la même direction pour superposer les images des objets astrophysiques (troisième colonne dans la figure I.3.14) et les sommer (ou en prendre la médiane) pour obtenir l'image finale (à droite dans la figure I.3.14).

### I.3.8.3.3 L'ADI comme traitement d'image

Dans la technique telle qu'elle a été initialement proposée par [Marois et al. \(2006\)](#), l'image stellaire de référence est la médiane des  $I_i$ , ce qui correspond à peu près à garder dans l'image stellaire de référence tous les *speckles* qui apparaissent dans au moins la moitié des images. En particulier, les objets astrophysiques cibles, dont l'image est dans une position différente à chaque  $I_i$ , disparaissent théoriquement dans l'image médiane. Cette méthode est aussi efficace dans les zones où le bruit du détecteur est supérieur au bruit de *speckles*. Cette technique est présentée dans la figure I.3.14.<sup>12</sup>

12. On notera que dans cette technique, la même image de référence est utilisée pour tous les  $I_i$  ( $\forall i \quad \lambda_{ij} = \lambda_j$ ).

Marois et al. (2006) apporte cependant rapidement une contrainte supplémentaire sur les coefficients. En effet, si la vitesse angulaire est trop faible, l'angle de rotation entre deux images peut être insuffisant. Et si un point source se retrouve dans plusieurs images  $I_i$  au même endroit ou presque (à moins d'un  $\lambda/D$  en fait), il a d'autant plus de chance d'être présent dans l'image stellaire de référence, ce qui conduirait à son "auto-soustraction". Soit  $r$  la distance radiale à l'étoile à laquelle on cherche l'objet. Entre deux images  $I_j$  et  $I_p$ , l'image d'un point source à une distance radiale  $r$  s'est déplacé de  $\delta_{i,p}$ , où :

$$\delta_{i,p} = r (\theta_p - \theta_i), \quad , \quad (I.3.42)$$

qui diminue avec  $r$ . Cette limitation devient donc d'autant plus cruciale à mesure que l'on cherche des objets proches de leur étoile.

Marois et al. (2006) propose donc une amélioration de cette méthode souvent nommée rADI (pour *radial* ADI). Il introduit un critère de séparation minimale  $\delta_{min}$  qui définit donc, pour une distance donnée  $r$  à l'étoile, l'angle minimal entre deux images sélectionnées. Pour les zones situées à grande distance  $r$ , toutes les images seront utilisées. Lorsque la distance à l'étoile  $r$  diminue, la satisfaction de cette contrainte oblige à supprimer des images. Pour une distance  $r$  et une image  $i$  données, si  $\theta_p - \theta_i \leq \delta_{min}/r$  on pose  $\lambda_p = 0$ . On réduit ainsi le nombre des images  $I_i$  utilisées pour construire l'image stellaire de référence. D'un autre côté, pour une distance  $r$  donnée, on se prive d'un certain nombre d'images et on augmente donc le bruit de *speckles* résiduel dans la zone considérée. La distance  $r$  minimale accessible est atteinte lorsqu'il ne reste que deux images éloignées de la différence d'angle parallactique maximal. Cette amélioration est utile pour sonder des zones où le bruit de *speckles* est supérieur au bruit de détecteur (Marois et al., 2006). D'autres améliorations ont rapidement été introduites pour traiter les images de type ADI, que je présente dans le paragraphe suivant.

#### I.3.8.4 Amélioration des techniques différentielles angulaires

Comme l'ADI, les techniques décrites dans ce paragraphe pourraient s'appliquer à n'importe quelle série d'images (prises sur d'autres étoiles par exemple) pour créer une référence. On présentera cependant là encore la technique pour une application à des données ADI (une collection d'image  $\{I_i\}$  où l'objet est à des positions  $\{\theta_i\}$ ). La première amélioration décrite, le LOCI (*Locally Optimized Combination of Images*, Lafrenière et al., 2007) est assez général : il s'agit de choisir les  $\{\lambda_{ij}(\vec{x})\}$  uniforme localement dans le plan focal. On choisi des zones  $S_k$  appelées zones de soustraction où l'on a :

$$\forall i, k \quad \forall \vec{x} \in S_k \quad I_{S,ref,i}(\vec{x}) = \sum_{0 \leq j \leq N-1} \lambda_{ij}^k I_j(\vec{x}) \quad . \quad (I.3.43)$$

Les coefficients  $\{\lambda_{ij}^k\}$  sont alors choisis pour minimiser sur la zone considérée la différence au carré entre  $I_i$  et la  $I_{S,ref,i}$  <sup>13</sup>.

On voit donc rapidement la limitation : d'une part, on veut être le plus local possible, donc effectuer ces optimisations sur de petites zones, mais d'autre part, si cette zone ne contient que l'objet astrophysique, la méthode aboutie précisément aux coefficients pour l'effacer. Lafrenière et al. (2007) résout en partie cette difficulté en définissant deux familles de zones : les zones de soustraction, assez petites pour que l'algorithme soit local et où est effectuée la différence et les

13. On notera que dans cette technique, on ne prend pas l'image cible dans la somme ( $\lambda_{ii}^k = 0$ ), sinon la meilleur soustraction possible serait pour toutes les zones  $\lambda_{ii}^k = 1$  et  $\lambda_{ij}^k = 0$  pour  $j \neq i$ . On définit donc ici une image stellaire de référence unique pour chaque image construite à partir des autres uniquement.

zones d'optimisation, contenant les premières mais plus grandes, sur lesquelles sont calculés les  $\{\lambda_{ij}^k\}$ .

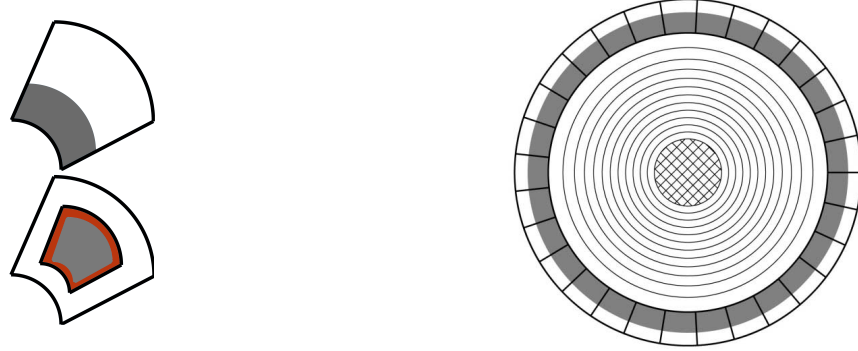


FIGURE I.3.15 – Principe du LOCI et du SOSIE pour l'analyse de données de type ADI. À gauche, les parties grisées correspondent aux zones de soustraction tandis que les parties délimitées par les traits noirs correspondent aux zones d'optimisation, pour le LOCI (en haut) et pour le SOSIE (en bas). La zone en rouge correspond pour le SOSIE à la zone d'exclusion, tampon entre les zones de soustraction et d'optimisation. À droite, une figure tirée de [Lafrenière et al. \(2007\)](#) montrant comment ces zones sont agencées pour couvrir l'image.

Ce principe général posé, [Lafrenière et al. \(2007\)](#) propose une amélioration spécifique aux séries de type ADI. La figure I.3.15 montre à gauche en haut, les zones d'optimisation (délimitées par des traits en gras) et de soustraction (grisées) telle qu'elles ont été définies par [Lafrenière et al. \(2007\)](#). À droite, je représente la façon dont elles sont agencées pour couvrir l'image complète. Plusieurs paramètres sont définis pour caractériser ces zones :

- $dr$  qui donne la largeur radiale des zones de soustraction.
- $g_{LOCI}$  qui mesure le rapport des largeurs radiales et azimutales pour la zone d'optimisation.
- $N_A$  qui exprime, en taille caractéristique de la fonction d'étalement du point, la taille de la zone d'optimisation. Ce paramètre permet de passer continument du local (au risque d'éliminer l'objet) au général (une très large zone d'optimisation).
- $\delta_{min}$ , séparation minimale déjà évoqué dans la méthode rADI, qui permet de retirer  $I_i$  si l'image de l'objet compagnon ne s'est pas assez déplacée.

Les trois premiers paramètres permettent de caractériser complètement le découpage de l'image en zones d'optimisation et de soustraction pour la géométrie choisie. On introduit aussi le SOSIE (*Speckle-Optimize Subtraction for Imaging Exoplanets*, [Marois et al., 2010a](#); [Galicher and Marois, 2011](#)), méthode dérivée du LOCI que je n'ai pas utilisée, où les zones d'optimisation et de soustraction sont disjointes. J'ai représenté sur la figure I.3.15 la façon dont sont disposées ces zones, avec en rouge la zone d'exclusion, tampon entre les deux zones.

On notera que ces méthodes de paramétrage ne sont pas optimisées pour la recherche d'objets étendus. En effet pour la recherche de disques, il s'agira de sélectionner des zones permettant d'éviter que certaines parties du disque présentes dans la zone d'optimisation viennent en effacer d'autres. Des paramétrages spécifiques du LOCI ont été développés pour certains objets (*conservative LOCI*, [Buenzli et al., 2010](#); [Thalmann et al., 2010, 2011](#)), mais la définition de zones LOCI spécifiques à certaines formes de disques est encore un territoire peu exploré.

Enfin, je conclurai sur la technique de Karhunen-Loève image projection (KLIP, [Soummer et al., 2012](#)). L'analyse de Karhunen-Loève se traduit en français par analyse en composantes



principales<sup>14</sup>. Pour une image astrophysique  $I_i$  et une série de  $\mathcal{N}$  images, on cherche cette fois les  $\lambda_{ij}$  uniformes sur toute l'image. Cette technique, comme l'ADI initial, est axée sur la recherche d'une image stellaire de référence contenant le plus de traits communs entre toutes les images  $\{I_i\}$  pour ensuite la soustraire à chaque image. Sur l'espace vectoriel défini par toutes ces images, les auteurs proposent un changement de base qui permet de mettre en avant ce que ces images ont en commun (l'image stellaire) et de rejeter les particularités de chaque image (le bruit, les objets astrophysiques dont les images bougent d'un  $I_i$  à l'autre). L'analyse en composantes principales, qui utilise pour calculer une nouvelle base orthogonale les vecteurs propres de la matrice de covariance des images, classées par valeurs propres décroissantes, permet justement d'effectuer cela. On appellera les vecteurs ainsi créés les vecteurs de Karhunen-Loève. Une fois cette nouvelle base créée, les projections de l'image  $I_i$  sur le sous espace vectoriel composé par les  $n$  premiers éléments de cette base ( $n$  à choisir inférieur ou égal à  $\mathcal{N}$ ) constitue donc une image stellaire de référence contenant des détails de moins en moins partagés. Cette méthode est élégante pour plusieurs raisons :

- Étant plus rapide que le LOCI, et utilisant un paramétrage vraiment plus simple, le KLIP est adapté à l'analyse rapide de grandes quantités de données, surtout si l'on ne sait pas ce qu'on cherche (disque de forme quelconque ou point source), comme dans la recherche d'objets d'intérêt dans une grande base de données d'archive.
- Même sans introduire de paramètre  $\delta_{min}$  pour supprimer des images, KLIP permet aussi de limiter l'auto soustraction dans le cas d'une utilisation à partir de données de type ADI. En effet, même si l'objet astrophysique est présent au même endroit dans deux images consécutives, mais pas dans les autres, il apparaîtra dans l'image stellaire de référence seulement pour un  $n$  important.
- Enfin, l'impact de l'algorithme sur le signal de l'objet astrophysique ne dépend que de la projection de cet objet sur cette base et pas du signal  $I_S$  dans l'image originale (Soummer et al., 2012). Cela permet d'introduire un modèle dans l'image par simple projection sur chacun des  $n$  vecteurs du sous espace vectoriel. Cette propriété est utile dans la recherche de paramètres pour caractériser un disque dans le cadre d'un modèle (voir Partie IV).

J'ai utilisé principalement le KLIP et le LOCI durant ma thèse pour l'analyse et la caractérisation de disques (partie IV).

Enfin, on peut citer la méthode *ANgular Differential OptiMal Exoplanet Detection Algorithm* (ANDROMEDA, Mugnier et al., 2009), qui à partir d'images de type ADI (ou différentielles spectrales, voir paragraphe I.3.8.6), utilise un maximum de vraisemblance (*likelihood*) pour sélectionner au sein d'un espace de paramètres les positions et caractéristiques les plus probables d'un potentiel objet compagnon. Cette technique est donc *a priori* plus adaptée à la détection de planètes (les paramètres sont alors la position et le contraste) qu'à celle d'objets possédant un grand nombre de paramètres inconnus (disques circumstellaires).

### I.3.8.5 Limitations des méthodes différentielles angulaires

Plusieurs éléments limitent les méthodes angulaires différentielles de soustraction post-traitement. Ainsi, même dans le cas d'une image stellaire constante (les *speckles* quasi-statiques sont considérés comme statiques), toute information de niveau inférieur au bruit de photon est noyée et ne peut pas être récupérée une fois l'image enregistrée. En plus d'une boucle fermée d'optique adaptative, il peut donc être judicieux d'étalonner les *speckles* statiques de manière active (avec un miroir déformable) pour les corriger. Des méthodes d'étalonnage actives des aberrations dif-

14. Ce qui est tout de suite moins effrayant.

férentielles “en boucle ouverte” (c’est-à-dire effectuées avant la prise d’image et qui ne sont pas actualisées au cours de l’observation) ont donc été développées pour des télescopes au sol (par exemple celle développée pour l’instrument SPHERE, Sauvage et al., 2012).

Enfin, toutes ces techniques (post-traitement, étalonnage en boucle ouverte) sont bien entendu limitées par le temps de variation des *speckles* quasi-statiques entre deux prises de vue (qui implique nécessairement  $I_{S,ref} \neq I_S$ ). Ces temps de variation ont été étudiés, pour des télescopes terrestres, dans Hinkley et al. (2007). Les *speckles* dont le temps de vie est comparable ou légèrement supérieur à celui de la pose (quelques secondes voire minutes dans le cas de HST), restent donc inaccessibles à toute correction : ils ne se moyennent pas dans l’image finale mais ne seront pas non plus supprimés par les techniques d’imagerie différentielles post-traitement ou par l’étalonnage en boucle ouverte. De nombreuses méthodes de correction active de *speckles* “en boucle fermée” ont été développées pour combler ce “fossé en fréquences temporelles”. Elles seront développées dans le chapitre I.4.

### I.3.8.6 Imagerie différentielle spectrale, de polarisation et de cohérence

Ne les ayant pas utilisées, je décrirai rapidement ces méthodes qui ont été implémentées dans la plupart des instruments de haut contraste aujourd’hui en activité. Les méthodes différentielles spectrales (SSDI pour *Simultaneous Spectral Differential Imaging*, Racine et al., 1999) utilisent à l’origine l’hypothèse que certaines planètes ont une absorption dans certaines bandes (du méthane par exemple). On prend simultanément une image dans deux filtres spectraux étroits, proches et de même largeur (pour limiter les effets chromatiques sur l’image stellaire et les spécificités chromatiques des *speckles*) dont l’un est centré sur la bande d’absorption supposée de la planète. L’image stellaire de référence est donc dans ce cas prise au même moment que l’image contenant l’objet astrophysique, sur la même étoile. Les limitations de cette technique sont de plusieurs types. D’une part, la séparation en deux canaux entraîne la création d’aberrations différentielles spécifiques qui ne sont donc pas soustraites. D’autre part, la taille des filtres est réduite à celle d’une bande d’absorption, ce qui oblige, pour obtenir une intensité suffisante dans l’image, à faire des temps de pose assez importants. Enfin le choix des filtres détermine le type d’objets détectables. En effet, un objet n’absorbant pas dans la bande choisie n’est pas différenciée des *speckles* par l’instrument.

Cependant, les spectromètres à intégrale de champ (*Integral field spectrometer*, IFS), qui produit des cubes d’images prises à différentes longueurs d’onde, se généralisent sur les instruments haut contraste<sup>15</sup>. Dans ce cas, l’image de la planète reste fixe, tandis que les *speckles* vont subir dans chaque image du cube une translation radiale différente dépendant de  $\lambda$ . On peut donc appliquer le même formalisme que l’on a développé pour l’ADI. Le SSDI peut d’ailleurs s’utiliser avec l’ADI pour obtenir des cubes d’images<sup>16</sup> dont on extrait une image stellaire de référence (voir par exemple le TLOCI, *template LOCI*, Marois et al., 2014).

La polarisation partielle introduite lors de la réflexion de la lumière de l’étoile sur un objet astrophysique peut permettre aussi sa détection (Kuhn et al., 2001; Baba and Murakami, 2003). On utilise là aussi deux images prises simultanément en filtrant la lumière selon la polarisation. Cette technique est maintenant présente sur la plupart des instruments haut contraste. Les principales difficultés de cette méthode sont là aussi les aberrations différentielles spécifiques introduites entre les deux voies, qui incluent dans ce cas les différences en polarisation introduites par les optiques.

15. Ces instruments nécessitent des détecteurs avec un bruit de lecture extrêmement faibles.

16. Avec une dimension spectrale (SSDI) et une dimension temporelle (ADI), il s’agit en fait d’un cube à 4 dimensions.

Enfin, [Guyon \(2004\)](#) propose d'utiliser la cohérence de l'étoile pour effectuer de l'imagerie différentielle. En effet, la lumière parvenant de l'étoile et celle provenant de la planète (par réflexion ou émission) sont incohérentes. Cette méthode est à la base de méthodes d'imagerie active qui seront développées dans le chapitre I.4 et de la méthode utilisée dans cette thèse, la *self-coherent camera*.

### I.3.9 Quelques instruments d'imagerie haut contraste

Je finis ce chapitre par la présentation de quelques instruments importants pour le haut contraste en activité aujourd'hui ou prévus prochainement dans l'espace ou au sol.

#### I.3.9.1 Hubble Space Telescope et James Webb Space Telescope

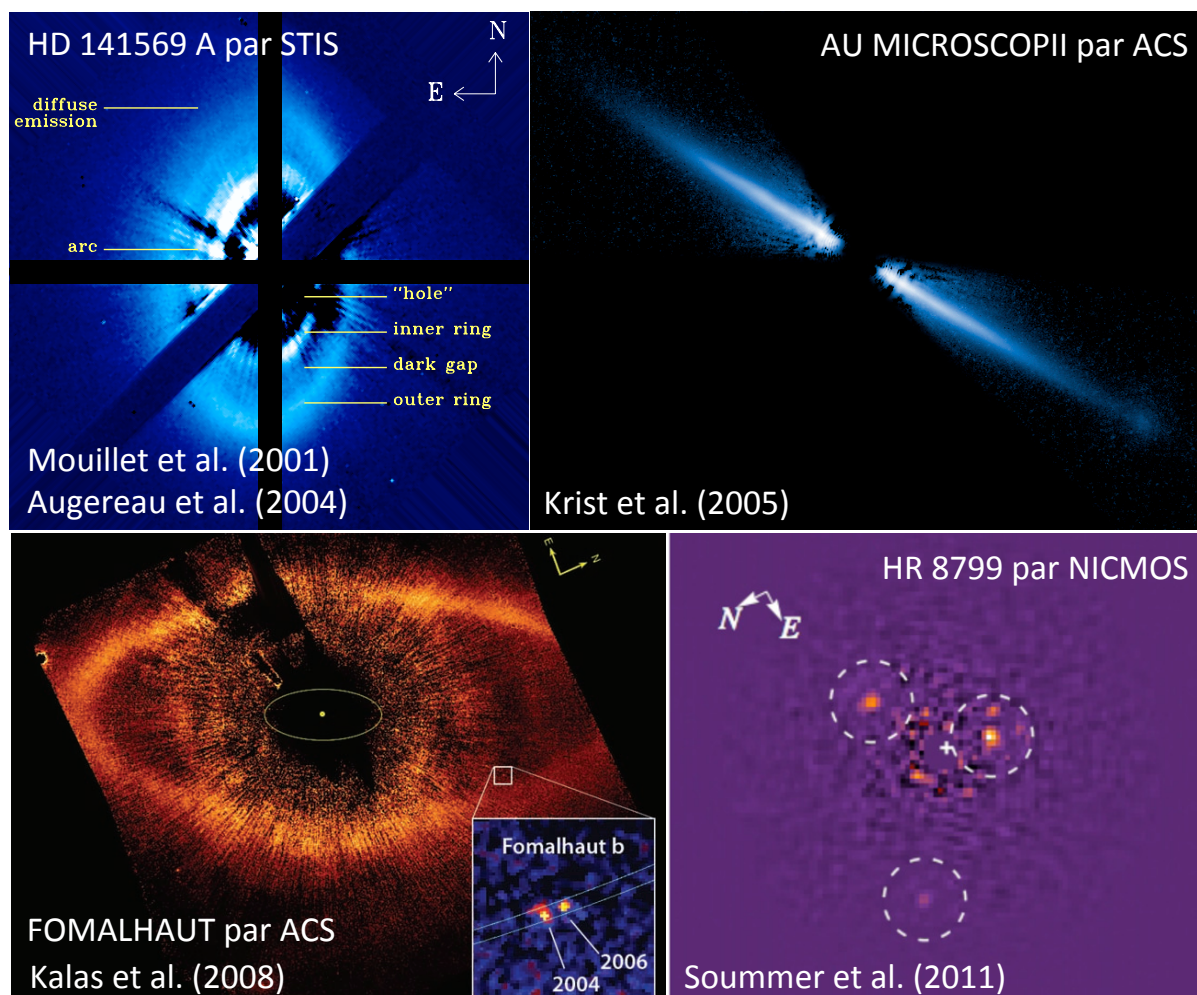


FIGURE I.3.16 – Exemples d'analyse haut contraste élaborées à partir de données HST : les disques HR 141569 A ([Mouillet et al., 2001](#); [Augereau and Papaloizou, 2004](#)) et AI Microscopii ([Krist et al., 2005](#)), le disque et l'objet orbitant Fomalhaut ([Kalas et al., 2008](#)) et trois des quatre planètes orbitant HR 8799 ([Hagan et al., 2010](#); [Soummer et al., 2011](#)).

L'absence des aberrations dues à l'atmosphère permet de faire de l'imagerie haut contraste avec beaucoup d'instruments spatiaux, même s'il ne sont pas équipés d'un coronographe. Ainsi, le télescope Spitzer ou l'instrument Wide-Field Camera 3 sur HST, ont pu être utilisés dans ce but. On se limitera ici à une rapide description des instruments spatiaux passés ou futurs pour la coronographie (seulement stellaire). Plusieurs coronographes sont ainsi présents sur HST :

- Le *Near Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer* (NICMOS) a été en service de 1997 à 1999 puis de 2002 à 2008. Il utilise un coronographe de type Lyot en réflexion. Il a permis de faire l'image de nombreux disques pendant sa durée de vie (dont certains que j'ai ré-étudiés pendant ma thèse, voir Chapitre IV). Avec le développement de nouveaux algorithmes de soustraction de *speckles* (LOCI et KLIP, voir paragraphe I.3.8.4), des données prises il y a plusieurs années ont été ré-analysées. Cette analyse, qui continue aujourd'hui, a permis par exemple l'imagerie et la caractérisation du système HR 8799 dans des images prises en 1998 (voir figure I.3.16 et Hagan et al., 2010; Soummer et al., 2011) ou la détection de plusieurs nouveaux disques (Soummer et al., 2014).
- Le *Space Telescope Imaging Spectrograph* (STIS) est en service depuis 1997 (avec une interruption entre 2004 et 2009), il est aussi équipé d'un coronographe de Lyot (sans diaphragme de Lyot cependant). Il a permis la détection et la caractérisation de nombreux disques.
- L'*Advanced Camera for Surveys* (ACS) enfin est équipée d'un coronographe dans sa voie HRC (*High-Resolution Channel*), qui est maintenant inutilisable depuis 2007. Il a permis la première détection de l'objet orbitant Fomalhaut (Kalas et al., 2008)

Certaines observations de HST en coronographie sont illustrées par la figure I.3.16.

Enfin, plusieurs coronographes seront utilisés sur le James Web Space Telescope (JWST), qui sera lancé en 2018 et dont la mission devrait durer 5 ans :

- Le *Mid-Infrared Instrument* (MIRI) embarque des coronographes (Boccaletti et al., 2005) dont trois FQPM optimisés pour une observation dans l'infrarouge moyen (10.65  $\mu\text{m}$ , 11.4  $\mu\text{m}$  et 15.5  $\mu\text{m}$ ) et un Lyot à 25  $\mu\text{m}$ . Il devrait être possible pour la première fois de faire de la coronographie dans la bande d'émission des planètes froides, où les différences de contraste sont moins importantes (voir figure I.3.4).
- La *Near Infrared Camera* pourra utiliser quant à lui 5 coronographes de type occultant (Krist et al., 2009). Il sont optimisés pour couvrir la bande 1-5  $\mu\text{m}$ .
- Le *Fine guidance sensor* (FGS) utilisera lui aussi un coronographe de Lyot optimisé pour une utilisation dans le proche infrarouge (Doyon et al., 2010).

### I.3.9.2 Instruments au sol

Plusieurs instruments ont récemment été développés pour les grands télescopes au sol avec comme objectif principal d'observer des exoplanètes. Celles-ci pourraient être de plusieurs types. Les planètes de type Jupiter assez jeunes (quelques dizaines de millions d'années), comme Beta-Pictoris et HR 8799, et situées jusqu'à quelques dizaines de parsecs seront les cibles privilégiées. En effet, ces planètes sont plus chaudes et donc plus brillantes dans les longueurs d'onde observées (visible et proche infrarouge). Les planètes plus âgées et plus froides ne devraient pas être assez brillantes pour être observées, sauf celles orbitant à très faibles demi-grands axes. On espère donc trouver des planètes de ce type autour d'étoiles très proches ( $< 20$  pc), à des séparations accessibles. Certains prédisent aussi la possibilité d'observer certaines planètes déjà détectées par vitesses radiales à de forts demi-grands axes. En effet, la connaissance de leurs orbites peut aider à leur observation par imagerie directe. On peut aussi s'attendre à la détection de plusieurs naines brunes (de masses supérieures à 13 masses de Jupiter), même si les programmes visent rarement spécifiquement ces objets. Les performances en contraste de ces instruments varient de



quelques  $10^{-6}$  à quelques  $10^{-7}$ .

Enfin, l'observation à haut contraste (et à plus grande résolution angulaire que les instruments de HST) de dizaines de cibles dans les deux hémisphères devraient permettre la détection de nombreux disques circumstellaires et l'analyse des zones internes des anneaux déjà observés. Cette analyse devraient permettre la prévision de plusieurs cibles pour les futurs instruments très haute dynamique pour le spatial et les ELT.

### P1640

Le *Project 1640* (P1640, [Hinkley et al., 2011](#)) est installé sur le télescope de 5 m du Palomar (c'est à dire dans l'hémisphère Nord) depuis Juillet 2008. C'est le premier instrument haut contraste de seconde génération, c'est-à-dire utilisant la coronagraphie et une optique adaptative dédiée. Celle de P1640, appelée PALM-3000 ([Dekany et al., 2013](#)) utilise 2 miroirs déformables à empilement (voir paragraphe [I.3.7.3](#)) en série : un pour les aberrations basses fréquences (349 actionneurs) et un pour les aberrations hautes fréquences (4,356). Le coronographe utilisé est un Lyot apodisé (voir paragraphe [I.3.6](#)). Cet instrument utilise un système d'étalonnage des aberrations différentielles, le CAL (*calibration interferometer* [Wallace et al., 2010](#)), décrit dans le paragraphe [I.4.2](#). Il ne permet malheureusement pas de faire de l'ADI. Cependant, il utilise un spectromètre à intégrale de champ (IFS) couvrant la bande  $0.95\ \mu\text{m}$  et  $1.80\ \mu\text{m}$  ([Hinkley et al., 2008](#)), ce qui permettra à P1640 de faire de l'imagerie différentielle spectrale. Cet instrument a déjà commencé une campagne d'observation, en se concentrant sur les étoiles de type F à moins de 50 pc et les étoiles de type A à moins de 75 pc ([Oppenheimer et al., 2012](#)). En effet, les détections par méthodes indirectes ont montré que ces étoiles sont plus susceptibles d'avoir des compagnons jeunes et de masse supérieure à celle de Jupiter.

### HiCIAO / SCExAO

HiCIAO (*High Contrast Coronagraphic Imager with Adaptive Optics*, [Tamura et al., 2006](#)) est l'instrument haut contraste de l'observatoire de Subaru (primaire de 8.2 m) à Hawaï. L'optique adaptative utilise un miroir déformable de 188 actionneurs. Le coronographe est un Lyot et le télescope permet d'utiliser l'ADI, les différences de polarisation ou spectrales. Une amélioration pour faire de l'imagerie très haute dynamique a été développé le SCExAO (*Subaru Coronagraphic Extreme AO Project* [Martinache and Guyon, 2010](#)). Il utilise des coronographes de type PIAAC et a déjà réalisé ses premières observations ([Martinache et al., 2012](#)). Des techniques d'imagerie très haute dynamique sont aussi utilisées sur ce banc (voir partie [I.4](#)).

### SPHERE

SPHERE (*Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet Research* [Beuzit et al., 2008](#)) est un projet européen de haut contraste dont la première lumière a eu lieu en mai 2014 sur l'un des 8 m du VLT. L'optique adaptative ([Fusco et al., 2006](#)) est composée d'un miroir déformable à empilement (voir paragraphe [I.3.7.3](#)) de  $41 \times 41$  actionneurs et d'un analyseur de front d'onde de type Shack-Hartmann. La voie principale peut intégrer plusieurs coronographes (coronographes de Lyot classiques et apodisés et FQPM achromatisés, voir paragraphe [I.3.6](#)) pour le visible et le proche infrarouge ([Boccaletti et al., 2007](#)). Après cette voie commune, plusieurs modes pourront être utilisés, parmi lesquels une caméra infrarouge (IRDIS), un IFS (bande allant de  $0.95\ \mu\text{m}$  à  $1.7\ \mu\text{m}$ , [Claudi et al., 2006](#)) et Zimpol ([Joos, 2007](#)), un imageur polarimétrique dans le domaine visible. Cet instrument permettra donc à terme de traiter les images coronagraphiques en ADI et en imagerie différentielle polarimétrique et spectrale. Pour le post-traitement, il utilisera une

technique de maximisation de la vraisemblance, comme celle décrite dans le paragraphe I.3.8.4 (Sauvage et al., 2006). La phase de *commissioning* de cet instrument a déjà débuté.

## GPI

GPI (*Gemini Planet Imager* Macintosh et al., 2008) est un instrument installé depuis fin 2013 au télescope Gemini South. Il est assez similaire à SPHERE, mais permet moins de modes d'observation. Un schéma optique de GPI est montré sur la figure I.4.2. Il utilise aussi une optique adaptative dédiée utilisant un miroir MEMS 64x64 actionneurs pour les hautes fréquences (dit miroir *tweeter* sur le schéma) et un miroir bimorphe (monté sur un tip-tilt) avec moins d'actionneurs, pour les basses fréquences (dit miroir *woofer* sur le schéma). Il n'y a par contre qu'un seul coronographe à ce jour : un Lyot apodisé (Soummer et al., 2006). Enfin, on trouve un IFS (bande allant de 1  $\mu\text{m}$  à 2.4  $\mu\text{m}$ , Chilcote et al., 2012), indiqué en bas à gauche sur la figure I.4.2. Un prisme de Wollaston peut aussi être inséré pour faire de l'imagerie différentielle polarimétrique. Enfin, le même système d'étalonnage que celui utilisé sur P1640, le CAL (Wallace et al., 2010), est implémenté sur GPI. A l'heure où j'écris ces lignes la campagne d'observation a déjà débuté. D'une durée de 890 heures, elle permettra de sonder environ 600 systèmes.



## Chapitre I.4

# Techniques actives d'imagerie très haute dynamique

Dans le chapitre précédent, j'ai introduit la coronagraphie et les méthodes utilisées à ce jour pour améliorer ses performances. Il s'agit maintenant de rappeler le concept de *dark hole*. Je décrirai ensuite les différentes pistes explorées, en commençant par les précurseurs de l'interférométrie coronagraphique (paragraphe I.4.2) puis les méthodes de modulation temporelle des *speckles*. Enfin, j'introduirai la *self-coherent camera*, objet de cette thèse. Je conclurai une fois encore cette partie par un tour d'horizon des différents projets en cours intégrant ces développements.

Je commencerai par rappeler les objectifs de ces techniques de correction active en plan focal (paragraphe I.4.1). J'introduirai aussi le concept de *dark hole*. Je décrirai ensuite les différentes pistes explorées, en commençant par les précurseurs de l'interférométrie coronagraphique (paragraphe I.4.2) puis les méthodes de modulation temporelle des *speckles*. Enfin, j'introduirai la *self-coherent camera*, objet de cette thèse. Je conclurai une fois encore cette partie par un tour d'horizon des différents projets en cours intégrant ces développements.

### I.4.1 Correction active de *speckles* dans le plan focal d'un coronographe et concept de *dark hole*

J'en étais resté à la description des aberrations inaccessibles par les optiques adaptatives classiques. Elles sont introduites, pour les instruments au sol, par les optiques en aval de la séparatrice qui envoie une partie de la lumière vers l'analyseur de front d'onde. Pour les instruments spatiaux, en l'absence de systèmes d'optique active pour le moment, ces aberrations sont aussi présentes. J'ai décrit les différentes méthodes de post-traitement permettant de supprimer plus ou moins efficacement ceux de ces *speckles* variant le plus lentement, mais ces méthodes sont bien entendu limitées par la variation des *speckles* quasi-statiques. On voit donc l'intérêt de réduire ces *speckles* en correction active dans le plan focal avant toute technique de post-traitement.

Malbet et al. (1995) pose les bases de la correction active des aberrations pour le spatial. Pour corriger la phase résiduelle, il la projette sur l'espace vectoriel engendré par les fonctions d'influence. Il introduit aussi le concept de *dark hole* (DH). En effet, il remarque que, dans l'hypothèse de phases petites devant la longueur d'onde, un sinus à une fréquence spatiale  $p_0/D$



introduit dans la phase par un miroir déformable situé en plan pupille crée deux fonctions d'étalement du point localisées en  $\pm \lambda p_0/D$  dans le plan focal. Un système avec un miroir déformable et une pupille sélectionnant  $N$  actionneurs le long de son diamètre n'atteindra donc que les points du plan focal contenus dans le carré de  $[-N/2\lambda/D, N/2\lambda/D] \times [-N/2\lambda/D, N/2\lambda/D]$ . Je parlerai donc souvent dans cette thèse du nombre d'actionneurs  $N \times N$  d'un miroir déformable en plan pupille en utilisant pour  $N$  non le nombre total d'actionneurs, mais le nombre contenu le long du diamètre (la taille de la pupille en prenant le pas inter-actionneur comme unité, en fait)<sup>1</sup>. Les autres actionneurs hors pupille n'ont en effet pas d'influence dans le plan focal. La zone de correction due à un miroir déformable dans le plan focal est appelé DH.

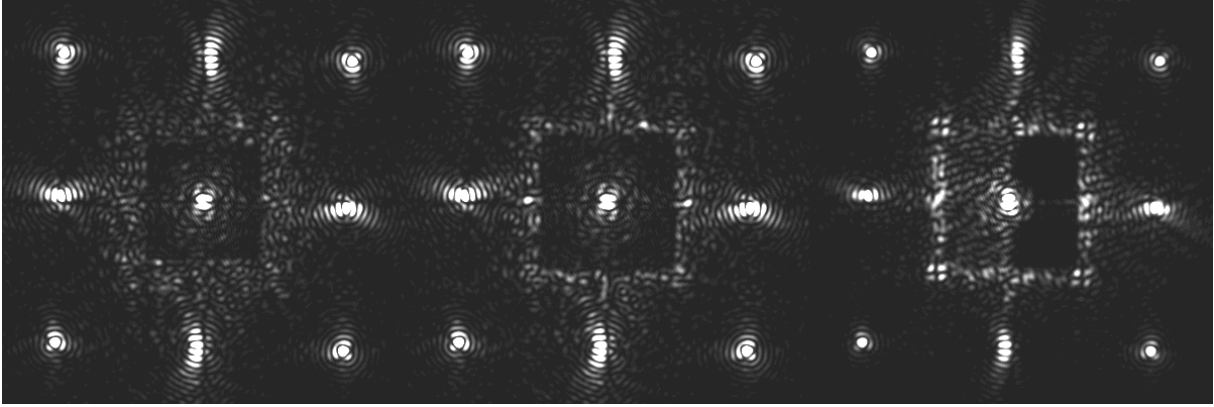


FIGURE I.4.1 – Exemples d'images du plan focal post-coronographique prises sur le banc THD de l'observatoire de Meudon en condition expérimentale et faisant apparaître des DH. Au centre, la correction se fait sur une zone carrée de  $24.5 \lambda/D$  de côté (sur les 27 que contient la pupille). A gauche, j'ai choisi de cibler spécifiquement les fréquences (spatiales) plus basses et réduit le DH à un carré de côté  $21 \lambda/D$ . Enfin dans la partie droite, j'ai décidé de corriger à la fois les aberrations d'amplitude et de phase avec un unique miroir déformable, ce qui oblige à réduire la zone de correction de moitié donc sur un rectangle de  $24.5 \lambda/D$  par  $12.25 \lambda/D$ . Figure tirée de [Mazoyer et al. \(2013a\)](#).

On peut envisager de réduire la taille de ce DH en dessous de sa taille maximale, pour obtenir de meilleures performances. La figure I.4.1 présente 3 exemples de DH obtenu sur le banc optique THD de l'observatoire de Meudon : au centre, un DH de taille quasiment maximum (zone carrée de  $24.5 \lambda/D$ ) et à gauche un DH carré de  $21 \lambda/D$  de côté.

[Malbet et al. \(1995\)](#) ne répond pas à la question du calcul de la phase, mais note qu'il serait plus simple qu'elle soit effectuée directement dans le plan focal final. En effet, il s'agit de la seule façon d'éviter la présence d'aberrations différentielles. Cependant, la plupart des techniques classiques d'analyse du front d'onde sont situées en plan pupille. Il faut donc inventer d'autres techniques en plan focal et directement dans l'image de science (plan focal du coronographe). L'équation I.3.15 montre que, dans le cas de petites aberrations, le champ complexe des *speckles* dans le plan focal du coronographe est linéairement relié aux aberrations du front d'onde. Or le détecteur, dans le plan focal où je veux effectuer la mesure, apporte seulement un accès à l'intensité de ces *speckles*. Il s'agit de trouver une modulation qui permet, à partir de l'intensité  $I_S$ , d'accéder au champ complexe  $A_S$ . Différentes méthodes pour obtenir ce résultat seront présentées dans les paragraphes suivants.

Comme pour les systèmes d'optique adaptative, la correction passe ensuite dans la plupart

1. Dans le cas général on a donc souvent  $N < N_{DM}$ .

des cas par la minimisation d'un problème des moindres carrés. A partir de ces mesures, on va donc créer une matrice d'interaction qui sera inversée pour créer une matrice de contrôle, comme dans le paragraphe I.3.7.4. Cette matrice sera utilisée en boucle fermée pour corriger les erreurs quasi-statiques. Cependant, la fréquence d'exécution de cette boucle n'est pas la même que dans le cas de l'optique adaptative. En effet, les différentes méthodes qui utilisent l'image de science sont par définition limitée dans la rapidité de l'estimation par la durée du temps de pose, qui peut être longs pour des objets de faible magnitude.

Enfin, Bordé and Traub (2006) montre qu'avec un unique miroir déformable, il est possible de corriger les *speckles* dus aux aberrations de phase et d'amplitude sur la moitié du plan focal. En effet, le miroir n'est capable que d'introduire des aberrations de phase (soit  $\Phi = \phi + i\alpha$  réel). Cependant, dans le cas de petites aberrations, j'ai montré que le champ complexe des *speckles* du plan focal du coronographe est relié linéairement à la transformée de Fourier de  $\Phi$ . En tentant de corriger ce champ sur une moitié de plan focal seulement, on peut choisir l'autre partie pour le rendre hermitien, donc à transformé de Fourier inverse réelle. C'est cette valeur que l'on applique au miroir, ce qui crée un demi-DH (figure I.4.1, droite).

Pour résumer, l'objectif des techniques introduites dans ce chapitre est la mesure simultanée des erreurs de phase d'amplitude directement dans le plan focal.

## I.4.2 Interférométrie coronographique et correction active de *speckles* avec le CAL

Codona and Angel (2004) introduit la correction active en plan focal. A partir d'un interféromètre Mach-Zehnder, il propose de créer à la fois un coronographe interférométrique et un analyseur de front d'onde. Plutôt que de décrire précisément ce montage, je vais introduire l'instrument CAL, qui est proche et dont deux exemplaires sont utilisés sur deux instruments haut contraste actuels (P1640 et GPI) pour l'étalonnage des erreurs différentielles.

La figure I.4.2 (tirée de Macintosh et al., 2008) montre le schéma complet de GPI, mais je m'intéresse ici seulement à la partie d'étalonnage des aberrations (indiquée par *IR Calibration System*). Le masque de Lyot est ici en réflexion (indiqué par *Focal plane Occultor Wheel*) et la partie centrale (qui ne contient que de la lumière de l'étoile et dont on ne se sert pas dans la plupart des coronographes), est séparé en deux parties. L'une d'entre elles est envoyée sur un Shack-Hartman pour l'estimation des basses aberrations (LOWFS sur le schéma, pour *Low Order Wave-Front Sensor*). Le reste est ensuite filtré pour obtenir un front d'onde sphérique pour obtenir une voie de référence. Le faisceau de la voie de science (qui s'est réfléchi lors du passage par le masque de Lyot) est ensuite collimaté et l'on utilise une partie de ce faisceau (20%), sélectionné (par le *beamsplitter*, sur le schéma) avant le passage par le diaphragme de Lyot, pour analyser les aberrations post-coronographiques grâce à un système interférométrique utilisant comme autre voie la référence préalablement extraite. Après une lame semi-réfléchissante, les deux voies de cet interféromètre sont imagées ce qui permet de remonter à la phase créant les *speckles* dans la voie de science après le masque du coronographe. Les mesures de phase bas-ordre et haut-ordre après le masque sont recombinaées et envoyées comme un niveau résiduel une fois par minute aux miroirs de correction de l'optique adaptative. Cependant, cet instrument nécessite de nombreuses optiques et ne permet pas de corriger toutes les aberrations différentielles (Pueyo et al., 2010). Il est donc nécessaire de trouver des méthodes pour mesurer les aberrations directement avec le détecteur scientifique, durant l'observation.

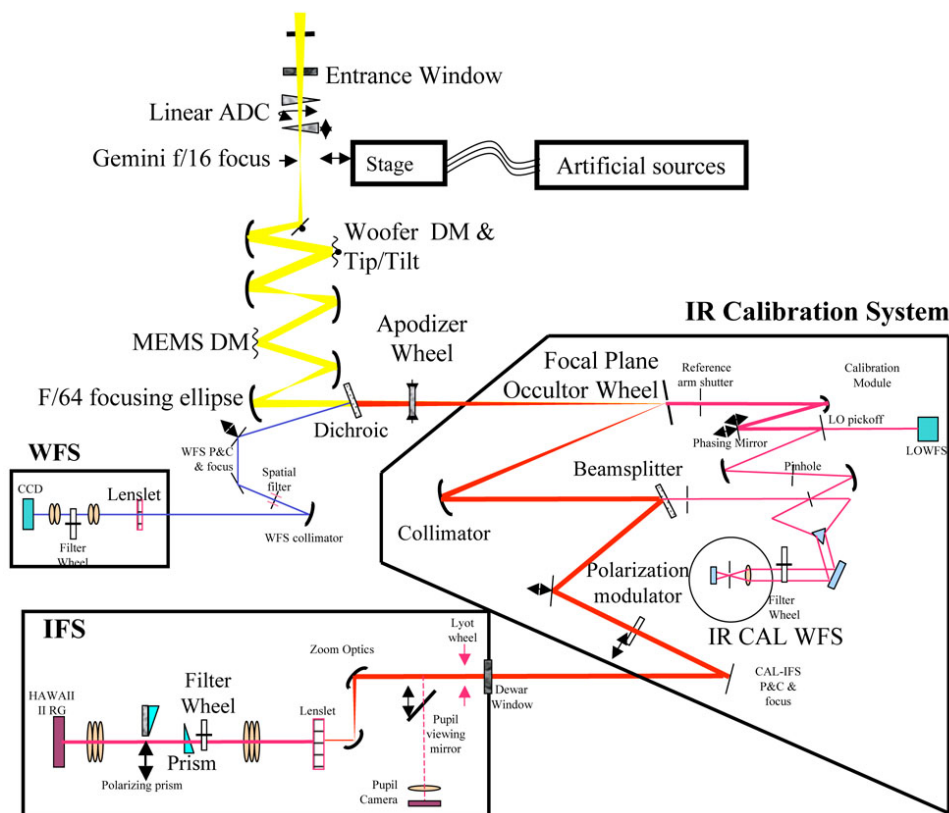


FIGURE I.4.2 – Schéma de fonctionnement de GPI. La partie en haut à gauche représente l'optique adaptative classique avec ses deux miroirs déformables (DM, ici) et son senseur de front d'onde (WFS, ici). L'IFS est représenté en bas à gauche. Je m'intéresse ici seulement à la partie d'étalonnage des aberrations (indiquée par IR Calibration System). Figure tirée de [Macintosh et al. \(2008\)](#).

### I.4.3 Modulation temporelle des *speckles*

Parmi les méthodes permettant de mesurer le front d'onde complexe directement à partir de la voie de science, on peut citer la diversité de phase (Gonsalves, 1982). Cette méthode permet de remonter au champ complexe des *speckles* à partir de leur intensité et donc à la phase. Cependant, pour retrouver le signe de cette phase, il est nécessaire de prendre deux images qui diffèrent d'une phase connue (un défocus, par exemple). C'est pour cette raison que j'ai appelé ces méthodes modulation temporelle des *speckles*, par opposition à la modulation spatiale des *speckles*, qui sera développée dans la partie suivante. Les techniques d'estimation en plan focal par modulation temporelle varient d'une méthode à l'autre, mais toutes celles décrites dans ce paragraphe utilisent une matrice d'interaction inversée par une méthode SVD (voir paragraphe I.3.7.4).

La technique de *CO*ronagraphic *F*ocal-plane *w*ave-Front *E*stimation for *E*xoplanet *d*etection (COFFEE, Sauvage et al., 2012; Paul et al., 2013) utilise cette même idée : à partir d’un modèle intégrant les différentes composantes d’un montage coronagraphique, on peut revenir à la phase originale à partir de deux images prises pour deux phases différentes (dont la différence est connue), par une approche de *maximum a posteriori*. Cette technique utilise un mélange de

défocus et d'astigmatisme comme différence de phase entre les deux images.

Bordé and Traub (2006) utilise lui un modèle linéaire pour encoder temporellement les *speckles*. En partant d'un état inconnu  $\Phi_0$ , il applique deux phases connues sur un miroir en plan pupille : la phase devient successivement  $\Phi_0 + \delta\phi_1$ ,  $\Phi_0 + \delta\phi_2$ , avec les phases  $\delta\phi_i$  réelles et connues. Les images  $I_{\Phi_0}$ ,  $I_{\delta\phi_1}$ ,  $I_{\delta\phi_2}$  du plan focal après coronographe sont tour à tour enregistrées. Dans le cas de petites aberrations, il obtient alors, après soustraction deux à deux des images, un système linéaire d'équations d'inconnues  $\Phi_0$  et  $\Phi_0^*$  (où \* désigne le complexe conjugué). Sous réserve que ce système linéaire soit inversible (ce qui produit des contraintes sur les  $\delta\phi_i$  appliqués), il peut ainsi remonter à la phase et à l'amplitude produisant les *speckles* observés en plan focal. En construisant une matrice d'interaction, on peut enfin mesurer et corriger les aberrations sur tout le chemin optique, en boucle fermée.

L'*electrical field conjugation* (EFC, Give'On et al., 2006, 2007) apporte des améliorations au concept pour pouvoir corriger les *speckles* dus au second ordre (développements que je n'ai pas considérés dans cette thèse). Une recherche des phases  $\delta\phi_i$  à appliquer pour obtenir la meilleure modulation est aussi effectuée dans ces articles.

## I.4.4 La modulation spatiale des *speckles*

Je décris maintenant les méthodes pour mesurer l'amplitude complexe des *speckles* dans le plan focal en une seule image. Pour cela, il est nécessaire d'introduire une modification du plan pupille pour moduler spatialement les *speckles*. Parmi ces méthodes, la technique d'*Asymmetric Pupil Fourier Wavefront Sensor* (Martinache, 2013) permet de lever l'incertitude sur le signe dont j'ai parlé au début du paragraphe précédent par l'introduction d'une asymétrie dans la pupille. Cependant, une partie de la pupille étant masquée par l'asymétrie, il est tout de même nécessaire de faire plusieurs images pour obtenir la correction complète.

La *self-coherent camera*, proposée par Baudoz et al. (2006), repose sur le principe de cohérence de la lumière stellaire : en créant des franges sur les *speckles* de la lumière stellaire, on les module spatialement ce qui permet leur mesure. Le principe de cette technique sera présenté dans les paragraphes suivants.

### I.4.4.1 Principe de la *self-coherent camera*

Le principe de la *self-coherent camera* est illustré par le schéma de la figure I.4.3. Comme dans Guyon (2004), une voie de référence, filtrée de la lumière du compagnon, permet d'obtenir des franges sur le champ de *speckles*. Pour obtenir cette voie, Galicher et al. (2010) propose d'utiliser une partie de la lumière diffractée hors du Lyot par le coronographe avec un montage de type trous d'Young. On ajoute donc, dans le plan de Lyot, un diaphragme  $R$ , appelé diaphragme de référence, circulaire et de diamètre  $D_R$ .

D'une part, la lumière de la planète, qui n'est pas diffractée par le masque coronographique ne passe pas par ce diaphragme, qui ne sélectionne donc que de la lumière stellaire. D'autre part, la lumière du compagnon ou du disque n'est pas cohérente avec celle de l'étoile. Les *speckles* du plan focal vont donc être frangés, ce qui n'est pas le cas de la planète. La figure I.4.3 montre des simulations du plan focal d'un coronographe avec (centre) et sans (gauche) diaphragme de référence.

Je définis le rapport entre la taille du diaphragme de référence et celle du Lyot  $\gamma = D_L/D_R$ . On a  $\gamma > 1$  pour des raisons qui seront explicitées dans Mazoyer et al. (2013a). La distance centre-à-centre de ces deux diaphragmes est notée  $\vec{\xi}_0$ . Enfin, j'introduis  $A_R$ , l'amplitude complexe de la voie de référence dans le plan focal. En utilisant les équations I.3.18 et I.3.19, et en introduisant

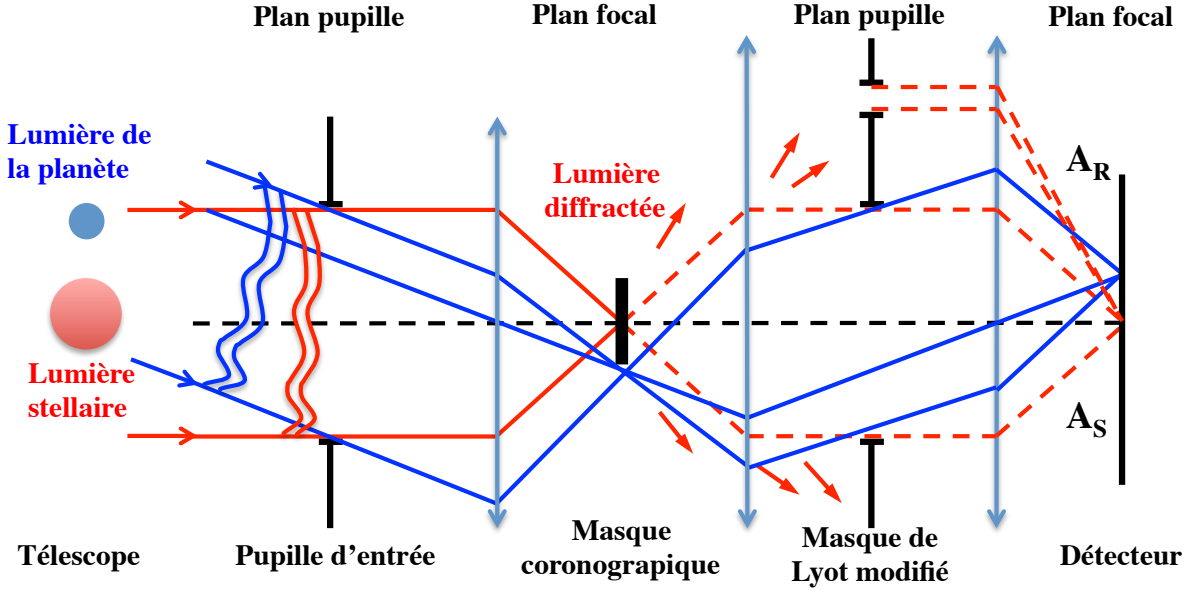


FIGURE I.4.3 – Principe de la self-coherent camera : on modifie le masque de Lyot en lui ajoutant un diaphragme de référence pour créer des franges sur les speckles stellaires du plan focal.

des interférences entre les diaphragmes de Lyot et de référence pour la lumière stellaire seulement, je déduis donc l'image produite par la *self-coherent camera* dans le plan focal du détecteur :

$$I(\vec{x}, \lambda) = |A_S(\vec{x}, \lambda)|^2 + |A_R(\vec{x}, \lambda)|^2 + I_C(\vec{x}, \lambda) + 2\Re[A_S(\vec{x}, \lambda) A_R^*(\vec{x}, \lambda)] \cos\left(\frac{-2\pi\vec{x} \cdot \vec{\xi}_0}{\lambda}\right) \quad , \quad (\text{I.4.1})$$

où  $A^*$  et  $\Re[A]$  désignent respectivement le conjugué et la partie réelle de  $A$ . Cette équation peut aussi s'écrire sous la forme :

$$I(\vec{x}, \lambda) = |A_S(\vec{x}, \lambda)|^2 + |A_R(\vec{x}, \lambda)|^2 + I_C(\vec{x}, \lambda) + A_S^*(\vec{x}, \lambda) A_R(\vec{x}, \lambda) \exp\left(\frac{-2i\pi\vec{x} \cdot \vec{\xi}_0}{\lambda}\right) + A_S(\vec{x}, \lambda) A_R^*(\vec{x}, \lambda) \exp\left(\frac{2i\pi\vec{x} \cdot \vec{\xi}_0}{\lambda}\right) \quad , \quad (\text{I.4.2})$$

De la même manière que pour les autres amplitudes complexes en plan focal, j'introduis l'intensité de la lumière stellaire dans le plan focal issue du diaphragme de référence, égale à :

$$I_R = |A_R|^2 \quad . \quad (\text{I.4.3})$$

J'introduis aussi les notations suivantes<sup>2</sup> :

$$\begin{cases} I_{cent} &= I_S + I_R + I_C \\ I_+ &= A_S^* A_R \\ I_- &= A_S A_R^* \end{cases} \quad (\text{I.4.4})$$

L'équation I.4.2 est déjà présente dans Baudoz et al. (2006) et Galicher and Baudoz (2007). Les trois premiers termes sont les intensités stellaires issues du Lyot et du diaphragme de référence et la lumière planétaire, et donne seulement accès au module au carré des amplitudes complexes. Les deux derniers termes, issus de la modulation spatiale des franges, dépendent directement de l'amplitude complexe de  $A_S$  et  $A_R$ . Je vais maintenant expliquer comment l'information sur le champ complexe est analysée dans le paragraphe suivant.

2. Attention, j'ai noté ces fonctions comme des intensités mais  $I_+$  et  $I_-$  ne sont pas réelles.

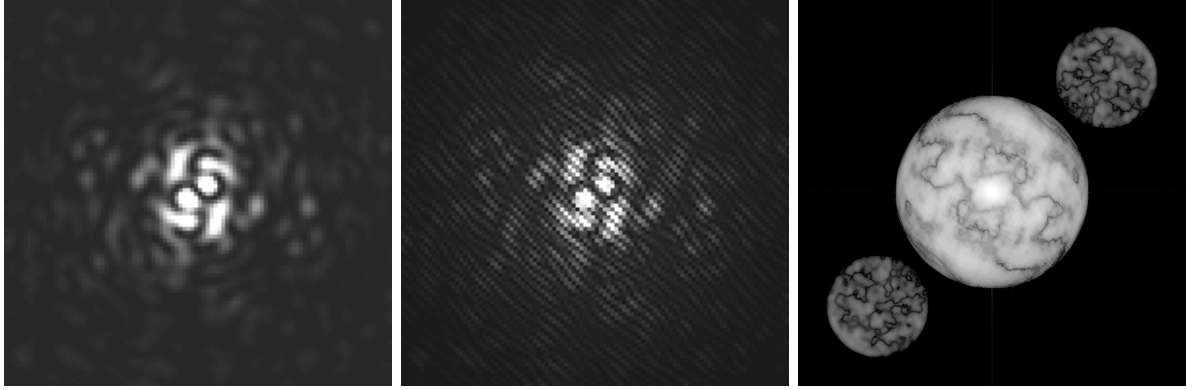


FIGURE I.4.4 – Simulations du plan focal d’un coronographe avec (centre) et sans (gauche) diaphragme de référence. Je prend ensuite la transformée de Fourier de l’image centrale (droite). Figure tirée de Mazoyer et al. (2013b).

#### I.4.4.2 Extraction du champ complexe

En prenant la transformée de Fourier de l’image du plan focal (équation I.4.2), j’obtiens :

$$\mathcal{F}[I] = \mathcal{F}[I_S + I_R + I_C] + \mathcal{F}[I_+] * \delta(\vec{\xi} - \vec{\xi}_0/\lambda) + \mathcal{F}[I_-] * \delta(\vec{\xi} + \vec{\xi}_0/\lambda) \quad , \quad (\text{I.4.5})$$

ce qui donne trois pics centrés en 0,  $\vec{\xi}_0/\lambda$  et  $-\vec{\xi}_0/\lambda$ . Cette transformée de Fourier est représentée sur la figure I.4.3, droite. J’appelle ce plan le plan de Fourier ou plan de corrélation. A partir du plan de Fourier, l’un des pics secondaires ( $\mathcal{F}[I_-] * \delta(\vec{\xi} + \vec{\xi}_0/\lambda)$ ) est sélectionné, recentré et l’on prend sa transformée de Fourier inverse. J’obtiens alors une mesure de  $I_-$ . A partir de cette mesure, deux estimateurs sont possibles pour obtenir une correction active en boucle fermée des *speckles* du plan focal. Ces deux méthodes, qui seront décrites précisément dans la partie III, utilisent toutes les deux une matrice de contrôle, que l’on construit en utilisant des techniques empruntées à l’optique adaptative (voir paragraphe I.3.7.4).

On remarque que l’on a une condition sur  $\vec{\xi}_0$  pour que les trois pics dans le plan de Fourier (figure I.4.3, droite) soient bien séparés dans le plan focal, rendant l’information accessible. En effet, le pic central est la superposition de trois pics ( $\mathcal{F}[I_S]$ ,  $\mathcal{F}[I_R]$  et  $\mathcal{F}[I_C]$ ) d’auto-corrélation de rayon  $D_L/\lambda$  (pour  $\mathcal{F}[I_S]$  et  $\mathcal{F}[I_C]$ ) et  $D_R/\lambda$  (pour  $\mathcal{F}[I_R]$ ), et est donc de rayon  $D_L/\lambda$ . Les deux pics latéraux sont des pics de corrélation entre  $A_S$  et  $A_R^*$  et ont donc des rayons de taille  $(D_L + D_R)/(2\lambda)$ . Au final, pour éviter toute superposition, on doit avoir :

$$|\vec{\xi}_0| > \frac{D_L}{2} \left( 3 + \frac{1}{\gamma} \right) \simeq \frac{3}{2} D_L \quad \text{pour } \gamma \gg 1 \quad . \quad (\text{I.4.6})$$

Cette équation, donnant la distance minimum entre les centres des deux diaphragmes en fonction du diamètre du diaphragme de Lyot, doit être prise en compte lors de la définition de la taille du plan de Lyot et des optiques présentes en aval. J’introduirai dans la partie III une méthode pour réduire légèrement cette taille.

#### I.4.4.3 La *self-coherent camera* comme technique post-traitement

Avant d’être une méthode d’analyse du front d’onde pour la correction active, la *self-coherent camera* a été originellement développée comme une technique de post-traitement dans Baudoz



et al. (2006) et Galicher and Baudoz (2007). Galicher et al. (2008) a montré que cette méthode peut être utilisée aussi bien comme technique post-traitement utilisant la cohérence de la lumière qu'en correction active avec un miroir déformable. J'ai étudié spécifiquement le mode de correction active durant ma thèse, mais je rappelle tout de même ici le principe de l'estimation du compagnon dans une image de la *self-coherent camera*.

Le fait que la planète ne soit pas frangée dans un champ de *speckles* qui l'est permet de développer un estimateur de celle-ci. En repartant des définitions de l'équation I.4.4, on remarque que l'on a :

$$I_- I_+ = I_S I_R \quad . \quad (\text{I.4.7})$$

On note que puisque  $I_-$  et  $I_+$  sont conjuguées, cette valeur est réelle. On enregistre des images  $I$  pendant une observation.  $I_R$  est l'intensité de la référence qui est peu dépendante des aberrations du banc si  $\gamma \gg 1$  (voir partie III). On enregistre donc sa valeur à la fin de la correction, de la même façon que l'on enregistre des images stellaires de référence dans les autres techniques de post-traitement. Je note cette estimée de la fonction d'étalement du point de la référence  $I_{R,ref}$ <sup>3</sup>. On déduit enfin pour toutes nos images :

$$I_C = I_{cent} - I_R - \frac{I_- I_+}{I_{R,ref}} \quad , \quad (\text{I.4.8})$$

dans toutes les zones où  $I_{R,ref}$  n'est pas nulle. On peut ainsi traiter toutes nos images en post-traitement pour faire apparaître une image d'un compagnon ou d'un disque ou de tout autre objet dont la lumière n'interfère pas avec celle de l'étoile sur l'axe. Des méthodes utilisant ce modèle ont été récemment développées pour obtenir, par minimisation d'un critère au sein d'un espace de paramètres, la position et l'intensité la plus probable d'un compagnon potentiel (Baudoz et al., 2013).

Je donne dans le prochain paragraphe quelques éléments de comparaison entre les méthodes de modulation temporelle et spatiale.

### I.4.5 Comparaison de ces méthodes de modulation temporelle et spatiale

La comparaison des méthodes de correction de *speckles* par modulation temporelle et spatiale n'a jamais à ce jour été faite sur un même banc. Cette comparaison serait cependant très instructive pour le développement des futurs instruments présentés dans la partie suivante. Je me contenterai pour le moment d'avancer quelques éléments de comparaison.

- La modulation spatiale des *speckles* nécessite plus de pixels par  $\lambda/D$  pour pouvoir distinguer les franges, donc des images sur-échantillonnées. Cependant, ce sur-échantillonnage n'est pas limitant si l'on utilise un détecteur à bruit de lecture négligeable.
- La modulation temporelle nécessite plusieurs images pour effectuer une correction et obtenir une image de science. Au contraire, la modulation spatiale permet dans une même image d'effectuer une correction et l'enregistrement de données scientifiques. Cette propriété peut s'avérer particulièrement utile dans les cas d'observations nécessitant de très longs temps de pose (pour de petits télescopes spatiaux collectant peu de photons par unité de temps par exemple).

---

3. Il s'agit donc d'une intensité de la référence de référence, mais je n'utiliserai pas cette terminologie.

- Contrairement à la modulation temporelle, la modulation spatiale nécessite une modification du montage optique, qui reste néanmoins minime dans le cas de la *self-coherent camera*.
- Une analyse du temps de variation des *speckles* quasi-statiques, en particulier dans le cas de télescopes spatiaux, est nécessaire. En effet, la correction et l'analyse dans la même image permet d'éliminer des *speckles* inaccessibles aux méthodes temporelles. Là encore, cela dépend grandement du temps de pose utilisé.
- La *self-coherent camera* permet de faire immédiatement un post-traitement de l'image, complémentaire des méthodes ADI, pour extraire l'environnement proche de l'étoile.

## I.4.6 Avenir de l'imagerie haut contraste

Pour clore ce chapitre, je présente maintenant quelques uns des missions spatiales, instruments au sol et bancs optiques dédiés au haut contraste, développés en Europe et aux États-Unis. L'objectif de cette partie n'est pas tant d'être exhaustif que de montrer la diversité et la vitalité des projets de recherche dans ce domaine.

### I.4.6.1 Projets de missions et instruments

Je présente ici (sans aucune prétention d'exhaustivité) certaines projets de missions spatiales et au sol incluant à la fois des coronographes et des systèmes de corrections des aberrations en plan focal.

**SPICES** (*Spectro-Polarimetric Imaging and Characterization of Exoplanetary Systems*, [Boccaletti et al., 2012](#)) est un projet de mission spatiale utilisant l'imagerie directe et un système d'optique active pour la détection et la caractérisation d'exoplanètes. Spécifiquement conçu pour la coronagraphie et le haut contraste, SPICES utilisera un télescope hors axe de 1.5 m. Il a été proposé en 2012 dans le cadre d'un appel à mission M de l'ESA. Il devrait permettre l'analyse de différents objets, depuis les disques de poussières (avec une bien meilleure précision que les instruments actuels) jusqu'aux super-Terres.

**EXCEDE** (*EXoplanetary Circumstellar Environments and Disk Explorer*, [Guyon et al., 2012](#)) est un autre projet de télescope spatial hors-axe de 0.7 m de diamètre. Il utilisera lui aussi les dernières techniques d'optique active pour la correction d'aberrations. Il devrait se spécialiser sur les disques pour compléter les données recueillies par le HST avec un objectif, en se spécialisant sur les petits IWA (voir paragraphe [I.3.6.4](#)).

**W-FIRST for AFTA** est la mise en place de la mission W-FIRST (Wide-Field InfraRed Survey Telescope) sur un télescope AFTA (Astrophysics Focused Telescope Assets) et embarquant des coronographes et une optique active ([Spergel et al., 2013](#)). Ce télescope de 2.4 m serait un grand atout pour la détection et l'analyse d'exoplanètes en imagerie directe. Cependant, il n'est malheureusement pas hors-axe<sup>4</sup> et des études doivent être réalisées pour corriger de manière optimale, grâce à l'optique active, les aberrations d'amplitude introduites dans sa pupille ([Shaklan et al., 2013](#)). Enfin, ce projet intègre un volet de détection d'exoplanètes par micro-lentilles gravitationnelles ([Sumi, 2012](#)).

---

4. Le foyer est sur l'axe optique et le miroir secondaire introduit une forte obstruction dans la pupille.



**EPICS** pour *Exoplanet Imaging Camera and Spectrograph* (Kasper et al., 2010) est un futur instrument haut contraste européen pour l'E-ELT dans le visible et le proche infrarouge. Cet instrument devrait intégrer les acquis de la seconde génération d'instruments coronagraphiques haut contraste (P1640, SPHERE, GPI) et intégrer en plus des systèmes de correction active des erreurs quasi-statiques. Là aussi, un travail spécifique est à effectuer pour la correction des erreurs d'amplitude introduites par la segmentation du télescope (798 segments hexagonaux formant un miroir primaire de 39.3 m).

#### I.4.6.2 Un tour d'horizon des bancs expérimentaux actuels

Je finis cette partie par une rapide présentation des bancs optiques travaillant dans le domaine du haut contraste. Une revue plus complète des performances de certains de ces bancs est disponible dans Mawet et al. (2012). Cette revue, même si elle date de deux ans et n'intègre pas les derniers résultats, permet surtout de donner les objectifs en terme de contraste et de séparations minimales.

**Banc haut contraste du centre AMES de la NASA** est un banc construit pour l'étude de la mission EXCEDE. Il est donc orienté vers le développement de télescopes spatiaux et vers le haut contraste à faible séparation. Il utilise un miroir MEMS de 32 actionneurs et un coronographe PIAA. Les derniers résultats donnent des résultats de  $1.8 \cdot 10^{-7}$  entre  $1.2 - 2.0 \lambda/D$  et  $6.5 \cdot 10^{-8}$  entre  $2.0 - 4.0 \lambda/D$  (Belikov et al., 2013).

**Banc du Centre de Recherche Astrophysique de Lyon** est un banc construit pour l'étude du haut contraste avec un analyseur Mach-Zehnder (Langlois, 2001). Il utilise un miroir déformable 12x12 actionneurs.

**Banc FFREE de l'Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble** pour *Fresnel-FRee Experiment for EPICS*. Sans rentrer dans des détails qui sortent du cadre de cette thèse (où je me suis placé dans le cadre de l'optique de Fourier), ce banc étudie la propagation des erreurs de phase dans le cadre de la diffraction de Fresnel. Il utilise des techniques de mesure des aberrations du front d'onde par modulation temporelle et a déjà produit ses premiers résultats (Vérinaud et al., 2011).

**Banc HCIT du Jet Propulsion Laboratory** pour *High Constast Imaging Testbed*. Orienté principalement vers l'instrumentation spatiale, il est donc intégralement sous vide et équipé de plusieurs miroirs à empilement (un  $64 \times 64$  actionneurs et plusieurs  $32 \times 32$ ). Il est le seul banc à avoir atteint des contrastes inférieurs à  $10^{-9}$  (à  $3 \lambda/D$ ) en utilisant un coronographe *hybrid band limited* (Trauger and Traub, 2007).

**Banc haut contraste du Laboratoire d'astrophysique de Marseille** est un banc utilisant un miroir déformable à bobines de 69 actionneurs. Il utilise aussi un modulateur spatial de lumière (Spatial Light Modulator, SLM), instrument permettant de modifier localement les composantes (intensité, phase ou polarisation selon les modèles) de la lumière le traversant. Il a permis en particulier de développer plusieurs technologies qui serviront à corriger les erreurs différentielles de SPHERE, comme le senseur de front d'onde en plan focal ZELDA (Zernike sensor for Extremely accurate measurements of the Low-level Differential Aberrations N'Diaye et al., 2013) ou le système de mesure des aberrations du front d'onde par modulation temporelle

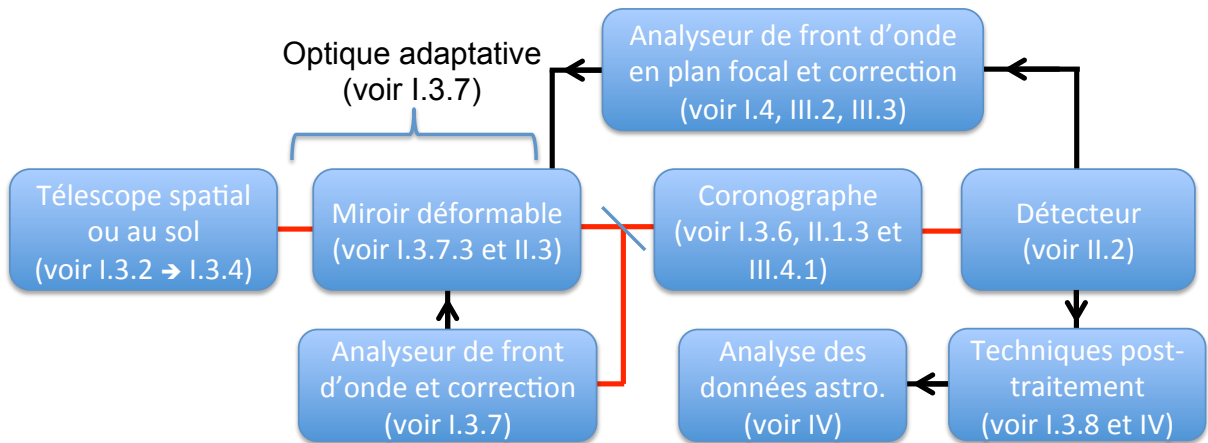


FIGURE I.4.5 – Cette figure tente à la fois de rappeler le principe de l'imagerie haut contraste (du télescope à l'analyse de données astrophysiques), en indiquant dans quelle partie chaque composante est décrite dans cette introduction, et d'annoncer la suite de ce manuscrit en précisant les points qui seront traités de manière approfondie. Les lignes rouges indiquent le passage de la lumière tandis que les lignes noires indiquent des traitements numériques.

COFFEE (voir paragraphe I.4.3). Il a aussi permis de développer le DZPM tel que je l'ai utilisé sur le banc THD de l'observatoire de Meudon (N'diaye et al., 2012).

**Banc HCIL de Princeton** pour *High Constast Imaging Laboratory*. Ce banc fut l'un des premiers à utiliser deux miroirs déformables (2 MEMS) pour l'imagerie haut contraste (Pueyo et al., 2009). D'autres projets y sont développés, dont l'étude de coronographes à pupille non circulaire (*Shaped Pupils*, Carlotti et al., 2012) et l'étude d'occulteurs externes, comme le développement de technologies pour la mission THEIA (*Telescope for Habitable Exoplanets and Interstellar/Intergalactic Astronomy*, Kasdin, 2010).

**Banc THD de l'observatoire de Paris / Meudon** pour banc Très Haute Dynamique. Il est à ce jour le seul à développer la modulation spatiale de *speckles*. Il est présenté plus en détail dans la partie II.

**Bientôt** trois nouveaux bancs optiques vont étudier l'imagerie haut contraste ce qui témoigne de l'intérêt croissant pour ce domaine. Ces bancs sont développés à l'université de Stanford, au Space Telescope Science Institute (Baltimore) et à l'observatoire de la Côte d'Azur (Nice) pour le banc SPEED (Segmented Pupil Experiment for Exoplanet Detection). Ces bancs ont tous en commun l'étude de la correction des aberrations d'amplitude introduites par la segmentation du M1 des futurs télescopes au sol et/ou spatiaux. Pour cela ils utiliseront un miroir segmenté pour simuler la pupille de ces télescopes et deux miroirs déformables pour corriger à la fois les aberrations d'amplitude et de phase.

## Une conclusion à cette introduction

Cette première partie m'a permis de décrire précisément le contexte de l'imagerie directe et le formalisme que j'utiliserai pour parler de haut contraste. J'ai aussi introduit les notations qui

seront utilisées dans les différentes parties de cette thèse. Ces notations sont rappelées dans le tableau 1 à la page 23. La figure I.4.5 rappelle le fonctionnement d'un instrument haut contraste en précisant entre parenthèses pour chacune de ses composantes les parties de mon manuscrit qui lui sont dédiées. Ainsi, la partie instrumentation de mon travail, en particulier sur les miroirs déformables, est développée en II. Pour mettre en perspective les résultats de cette analyse, une petite revue des technologies existantes a été faite dans le paragraphe I.3.7.3. La partie estimation et correction de *speckles* en plan focal, qui a été introduite au chapitre I.4, est traitée dans la partie III. Enfin, le traitement de données de type ADI que j'ai décrit au paragraphe I.3.8 est utilisé dans la partie IV pour l'analyse de disques circumstellaires.

## Deuxième partie

# Le banc très haute dynamique



Bill Watterson, *Calvin and Hobbes*



Dans cette partie, je présente en détail le banc très haute dynamique (THD) de l’observatoire de Paris / Meudon. Lors de mon arrivée au LESIA, le banc THD était déjà en place et fonctionnel, notamment grâce au travail des deux précédents doctorants, Raphaël Galicher (Galicher, 2009) et Marion Mas (Mas, 2012). Ce développement m’a permis de commencer rapidement une étude expérimentale qui sera décrite dans la partie III.

Le chapitre II.1 est une description générale du banc THD, de ses objectifs, et de ces évolutions durant ma thèse. Au niveau optique, le banc n’a pas subi de modifications importantes durant la période de ma thèse où j’ai travaillé dessus. Cependant, une refonte du système de contrôle à distance du banc (paragraphe II.1.8) a nécessité le développement de nouvelles procédures *software* en Labview auquel j’ai participé. J’ai aussi aidé, toujours en Labview, au développement de procédures pour la boucle de correction avec la *self-coherent camera*. Je décrirai cette boucle à part, dans la partie III.

Les chapitres suivants sont consacrés aux composants de ce banc sur lesquels j’ai travaillé en détail durant ma thèse. J’ai ainsi réalisé l’intégration, dans le *software* et sur le banc optique, d’un nouveau détecteur. J’ai réalisé une caractérisation complète de ce détecteur, qui sera décrite dans le chapitre II.2. Enfin, dans le chapitre II.3, je décris les résultats d’une analyse que j’ai réalisée durant ma thèse sur le miroir déformable Boston Micromachines, utilisé sur ce banc.



# Chapitre II.1

## Une description du banc THD

Je décris dans ce chapitre le banc THD sur lequel j'ai travaillé durant ma thèse pour obtenir mes résultats expérimentaux. Je commence par une présentation général du banc et de ces objectifs dans les paragraphes II.1.1 et II.1.2. Les paragraphes II.1.3 à II.1.6 sont ensuite consacrés aux composants optiques de ce banc, en omettant les détecteurs et le miroir déformable, qui seront traités à part et de manière plus détaillée dans les chapitres suivants. Dans les paragraphes II.1.7 et II.1.8, je décris ensuite la partie *software*, réalisée en Labview et permettant de contrôler le banc THD. Les procédures développées pour la boucle de correction avec la *self-coherent camera* seront quant à elle décrites précisément dans la partie III. Enfin, je conclus cette partie par une description des futures évolutions du banc THD.

### II.1.1 Présentation général et objectifs

Le banc THD a été développé depuis 8 ans pour étudier les problématiques d'imagerie à haut-contraste, principalement pour des applications spatiales. Il est en particulier le seul banc à ce jour à intégrer la technique de la *self-coherent camera* pour la correction de *speckles* en plan focal. Le banc s'est tout d'abord développé pour obtenir de très bonnes performances en lumière monochromatique, puis s'est ouvert à d'autres sources, coronographes et méthodes d'analyse de front d'onde pour effectuer des corrections en plus large bande.

Les niveaux de contrastes atteints nous rendent sensibles aux moindres perturbations. Ainsi, les changements de température et la turbulence de l'air vont introduire des aberrations en phase et en amplitude qu'il s'agira, avant toute correction, de limiter. En outre, les poussières de la salle, en se déposant sur les optiques, vont aussi limiter les performances du banc en créant de la lumière diffusée. Le banc THD se trouve donc sur une table avec mouvements amortis, elle-même dans une salle blanche de classe 10'000. Cette salle est thermalisée à quelques dixièmes de degrés près. Toutes les électroniques non-essentiels ont aussi été placées dans une pièce mitoyenne de la salle blanche. Pour limiter les turbulences de l'air, plusieurs solutions ont été pensées. D'une part, un coffrage a été spécialement conçu pour ce banc. De plus, le faisceau est à dessein proche de la table (8.5 cm), ce qui permet de limiter la hauteur de ce coffrage et donc la turbulence en son sein. Enfin, à part pour les étalonnages les plus robustes (recentrage du Lyot, par exemple), il est possible d'actionner le banc depuis la salle de contrôle, mitoyenne. Le système de contrôle du banc, qui sera décrit dans le paragraphe II.1.8 permet de travailler plusieurs heures sans entrer dans la salle blanche. Pour limiter les vibrations sur le banc, la soufflerie de la salle blanche est éteinte lorsque qu'il est utilisé. Contrairement à certains autres bancs haut-contraste et bien qu'il soit orienté pour le développement spatial, ce banc n'est pas sous vide et il n'est pas prévu



de l’y mettre pour le moment pour des questions de budget. L’un des objectifs de ce banc est donc aussi d’arriver à des vitesses de correction d’une centaine de Hertz pour minimiser les effets résiduels de la turbulence interne au banc.

## II.1.2 Trajet optique

La figure II.1.1 présente une photo du banc (en février 2013) tel que je l’ai utilisé pour produire les données de Mazoyer et al. (2014a). Certaines modifications ont été apportées depuis, au niveau des coronographes, que je détaillerai principalement dans le paragraphe II.1.3.2. Sur cette figure, j’ai indiqué le chemin parcouru par le faisceau en rouge. En bleu, je montre les différents composants qui seront décrit plus précisément dans cette partie. En vert, j’ai indiqué les endroits où se forment les plans pupilles et focaux sur le banc.

Les sources lumineuses (paragraphe II.1.5) ne sont pas situées dans la salle blanche et la lumière est amenée sur le banc par un système de fibre dont la sortie simule l’étoile et est située en PF1 sur la figure II.1.1. Le faisceau est ensuite réfléchi par un miroir parabolique hors-axe (ou parabole hors-axe, ou PHA) noté PHA1 sur la photo puis envoyé sur le miroir tip-tilt (paragraphe II.1.7). Ce miroir tip-tilt est situé 90 mm avant le premier plan pupille (PP1), où se trouve la pupille de notre “télescope” qui fait 8.1 mm. Cette pupille est un diaphragme sans obstruction centrale ni araignées. Après ce plan pupille, on trouve deux PHA (2 et 3) d’affilée sans autres composants. Un plan focal (PF2) se forme donc entre les deux mais n’est pas utilisé. Le faisceau collimaté est alors réfléchi sur le miroir déformable (chapitre II.3) qui se trouve dans le second plan pupille afin de corriger la phase. Le faisceau est ensuite focalisé par la PHA3 (utilisée une seconde fois) sur le masque de phase coronographique (paragraphe II.1.3) en plan focal (PF3). Le faisceau est une dernière fois collimaté pour le passage du diaphragme de Lyot (PP3) modifié pour l’utilisation avec la *self-coherent camera* (paragraphe II.1.4). Enfin une dernière PHA et un miroir plan sont utilisés pour faire sortir le faisceau du coffrage et le focaliser sur les détecteurs (PF4). Deux détecteurs sont montés sur le banc (paragraphe II.2) : un CCD et un sCMOS. Un miroir plan sur monture magnétique peut être ajouté ou enlevé pour envoyer le faisceau sur le détecteur utilisé. La photo de gauche de la figure II.1.2 montre les deux premiers plans pupilles et le plan focal du coronographe (PF3) dans lequel est placé un FQPM.

Les PHA sont en Zerodur et ont une rugosité de surface testée de quelques nm RMS. La focale  $F$  mesurée des PHA 2, 3 et 4 est de 908.6 mm ( $\pm 1\%$ ) ce qui donne une ouverture de  $F/D = 112.2$ , en particulier sur le miroir et le coronographe.

Enfin, la roue à filtre permet d’accéder à plusieurs modes :

- Le mode de correction. Cette position de la roue à filtre ne place rien devant le faisceau.
- Le mode *flat* permet d’éclairer uniformément le plan focal, ce qui permet d’observer le FQPM et de centrer la caméra sur celui-ci avant la correction. Pour cela, un miroir est inséré dans ce mode dans la roue à filtre, face réfléchissante vers PHA1. Ce miroir est éclairé par une lampe à lumière diffusée que l’on aperçoit sur la figure II.1.1.
- Le mode *dark* permet, sans modifier le flux de la source, de bloquer le faisceau et de prendre des poses d’obscurité (*darks*).
- Plusieurs filtres de densité neutre, qui seront décrits dans le paragraphe II.1.6, peuvent être introduits dans le faisceau.

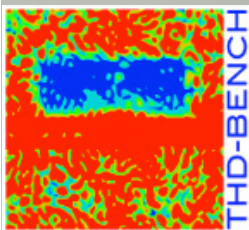


FIGURE II.1.1 – Une photo légendée du banc THD en février 2013 dans la configuration utilisée pour les analyses présentées dans Mazoyer *et al.* (2014a). En rouge, j'ai indiqué le chemin parcouru par le faisceau depuis la sortie de la fibre (en bas) jusqu'aux caméras (en haut), en vert enfin, j'ai indiqué la position des plans pupilles (PP) et plans focaux (PF). En

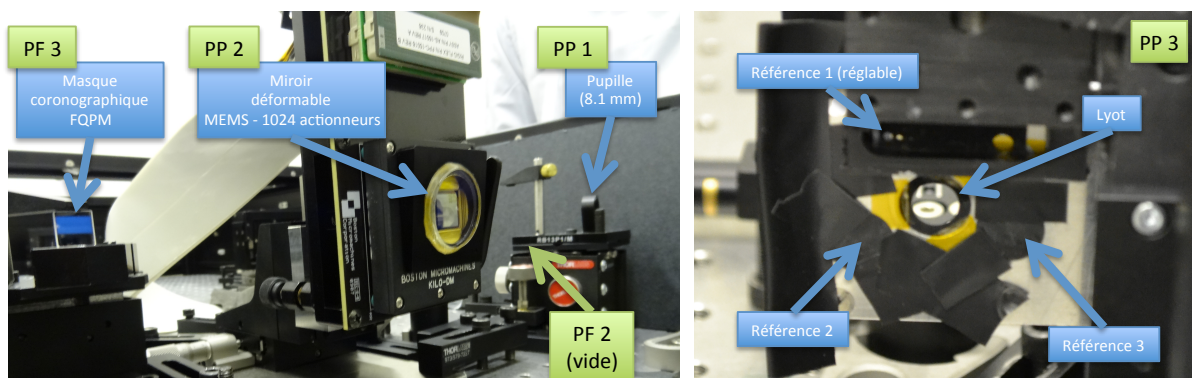


FIGURE II.1.2 – Sur la photo de gauche, je montre les 2 premiers plans pupilles et focaux du banc. De droite à gauche, on aperçoit le premier plan pupille (PP1, qui contient la pupille) puis le second plan pupille (PP2, où se trouve le miroir déformable) et enfin le troisième plan focal (PF3), où se trouve le masque coronagraphique (ici un FQPM). Entre les deux premiers plans pupilles se trouve un plan focal (PF2), inutilisé pour le moment. Entre chacun de ces plans se trouve un miroir parabolique, hors cadre. Sur la photo de droite, je montre le troisième plan pupille, contenant le diaphragme de Lyot, au centre et les diaphragmes de référence, autour.

## II.1.3 Les coronagraphes

### II.1.3.1 FQPM

Le coronographe que j'ai utilisé dans le cadre de mes manipulations est un FQPM développé par le pôle instrumental du GEPI (Galaxies, Etoiles, Physique et Instrumentation). Ce masque n'est pas achromatique (le déphasage de  $\pi$  est obtenu par la traversée de couche de silice, voir équation I.3.23) et est optimisé pour la longueur d'onde 637 nm. On peut l'observer sur la gauche de la photo II.1.2. Le diaphragme de Lyot utilisé est une pupille de 8 mm (soit un filtrage à 99% de la pupille d'entrée, de 8.1 mm).

Les résultats obtenus avec ce coronographe sont présentés dans les publications reproduites dans la partie III. Cependant, l'un des objectifs de ce banc est d'obtenir des performances en contraste avec de larges bandes. Des coronagraphes plus achromatiques ont donc été montés depuis. Il s'agit aussi de montrer que la *self-coherent camera* est utilisable avec plusieurs coronagraphes.

### II.1.3.2 Autres coronagraphes utilisés sur le banc THD

Depuis récemment, il est possible d'introduire un apodiseur à *micro-dots* sur le diaphragme de Lyot. En effet, l'utilisation de l'apodisation pourrait permettre l'amélioration des performances en contraste du banc THD (voir partie III) et certains coronagraphes (comme le FQPM) ne supportent pas l'apodisation en plan pupille.

Enfin, deux nouveaux types de coronagraphes ont été montés récemment sur le banc THD :

**Multi-FQPM (MFQPM)** (Galicher et al., 2011) Ce coronographe, développé au LESIA, est un assemblage de trois coronagraphes FQPM (optimisés pour 630 nm, 631 nm et 639 nm) et trois masques de Lyot en série. Les trois diaphragmes de Lyot filtrent respectivement le faisceau de 97.7%, 96.2% et 95.3% (en cumulé).



Ce coronographe permet d'obtenir de meilleures performances en large bande qu'un FQPM simple. La complexité de cet instrument fait qu'il demande une longue période de réglage et n'est donc pas rapidement substituable à un autre coronographe. En particulier, son utilisation avec la *self-coherent camera* nécessite l'alignement des diaphragmes de référence successifs dans les plans de Lyot.

**DZPM** (Soummer et al., 2003) Ce coronographe a été décrit au paragraphe I.3.6.6.1. Celui que nous utilisons sur le banc THD est issu d'un partenariat avec le LAM. Les spécifications de ce masque (voir équation I.3.26) ont été optimisées pour maximiser le contraste dans la zone  $1-10 \lambda/D$ , pour une bande passante centrée sur  $\lambda_0 = 665$  nm et de largeur  $\Delta\lambda = 133$  nm ( $R_\lambda = 5$ ). L'apodisation chromatique de ce coronographe (N'diaye et al., 2012) est obtenue avec un apodiseur à *micro-dots* (voir revue dans Martinez, 2008), introduit dans la pupille d'entrée, et qui a pour équation :

$$P(\rho, \lambda) = \begin{cases} 1 + \omega_1 \left(\frac{\rho}{D}\right)^2 + \omega_2 \left(\frac{\rho}{D}\right)^4 & \text{si } \rho < D/2 \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (\text{II.1.1})$$

où  $\omega_1$  et  $\omega_2$  ont aussi été optimisés pour ces caractéristiques. Enfin, le diaphragme de Lyot est le même que celui utilisé pour le FQPM : pupille de 8 mm soit un filtrage à 99% de la pupille d'entrée (8.1 mm)

## II.1.4 Diaphragmes de référence

A partir du montage optique d'un coronographe classique, on obtient celui de la *self-coherent camera* en ajoutant un ou plusieurs diaphragmes de référence dans le plan de Lyot (voir Figure II.1.2, droite).

J'ai utilisé plusieurs diamètres de diaphragme de référence pour réaliser une étude paramétrique publiée dans Mazoyer et al. (2013a). Les diaphragmes de référence disponibles sont de diamètre 0.3 mm, 0.35 mm, 0.4 mm, 0.5 mm, 0.8 mm et 1.5 mm soit  $\gamma = 26.7, 22.9, 20.0, 16.0, 10.0$  et  $5.3$  dans le cas du Lyot de 8 mm utilisé avec le FQPM. Ces références sont toutes sur une petite barrette, et il est possible de changer ces tailles sans rentrer dans la salle. En juin 2013, un second diaphragme de référence a été installé, puis en mars 2014 un troisième, tout deux de taille 0.3 mm pour le moment.

## II.1.5 Sources

Nous utilisons deux sources différentes sur le banc THD, qui sont injectées depuis la salle de contrôle dans une fibre qui rentre dans la salle blanche. La première source est une diode laser stabilisée en température. Ses caractéristiques spectrales sont résumés dans le tableau II.1.1. Sa puissance est de 70 mW.

La source blanche est de marque Fianium et produit un spectre relativement plat entre 450 nm et 2000 nm avec une puissance de 2.4 W. Avant son entrée dans la fibre qui l'amène au banc, on peut insérer plusieurs filtres dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau II.1.1.

Les nouveaux coronographes introduits sur le banc ont permis une amélioration des performances en contraste en large bande chromatique. De nouveaux filtres plus larges ( $\lambda = 641$  nm,  $\Delta\lambda = 80$ ,  $\lambda/\Delta\lambda = 8$ ) et situés à des bandes plus éloignées ( $\lambda = 615$  nm et  $\lambda = 675$  nm) ont donc été ajoutés.

Source	$\lambda$ (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	$\lambda/\Delta\lambda$
Diode laser	636.9	< 1	> 600
Source blanche filtrée	633.2	7.5	84.4
	637.4	9.9	64.4
	643.7	9.4	68.5
	652.2	35.0	18.6
	657.1	8.6	76.4

TABLE II.1.1 – Positions centrales et largeurs des bandes spectrales sur le THD tel que je l’ai utilisé (traduit depuis Mazoyer et al., 2014a).

## II.1.6 Filtres de densités neutres et mesure du contraste

Une fois les images de la correction haut-contraste enregistrées, la mesure de leur performance (équation I.3.25) nécessite d’avoir accès à une fonction d’étalement du point non-coronographiée et non saturée. On essaiera de placer le niveau des *speckles* au fond du DH à un niveau pour être sensiblement au dessus du bruit. Prenons un exemple, où ce niveau correspond à 300 ADU. En considérant une correction à un niveau de contraste de  $3 \cdot 10^{-8}$ , le maximum de la fonction d’étalement du point non coronographiée se trouve donc vers  $10^{10}$  ADU, bien au delà des limites de saturation de ce détecteur. J’explique dans ce paragraphe la méthode que j’ai utilisée pour mesurer les contrastes pour les articles insérés dans cette thèse et pour les bandes spectrales présentées dans le paragraphe précédent. Pour des raisons expliquées à la fin de ce paragraphe, cette méthode n’est pas utilisée pour les plus larges bandes spectrales.

La roue à filtre contient donc deux filtres de densité neutre, l’une atténuant les intensités de  $10^4$  et l’autre de  $10^6$ . J’appellerai ces densités ND4 et ND6 respectivement. La mesure du contraste d’une image telle que je l’ai faite pour les résultats de mes articles s’est effectuée de la façon suivante :

1. A la fin de la correction, les images des résidus stellaires sont enregistrées avec un certain flux. On essaie que le flux soit suffisamment important dans les zones de meilleur contraste (au fond du DH) pour limiter l’influence du bruit de détecteur.
2. On ajoute la ND4 ou 6, selon le niveau de contraste estimé.
3. Tout en gardant le flux de la source constant, on ajoute une rampe de phase au front d’onde grâce au miroir tip-tilt, ce qui permet d’obtenir une image de la fonction d’étalement du point, hors de l’axe du coronographe (on évite aussi qu’elle soit placée sur l’une des transitions du FQPM ou du MFQPM).
4. On enregistre une image de la fonction d’étalement du point. La source se retrouve donc dans la position d’un compagnon hors axe, ce qui permet de prendre en compte l’atténuation lors du parcours chemin optique (passage par le Lyot, transmission des optiques) qu’un tel compagnon subirait.
5. On ajuste une gaussienne sur cette image, ce qui permet de trouver la valeur du maximum de la fonction d’étalement du point en ADU.
6. Cette valeur est multipliée par la valeur de l’atténuation de la ND à la longueur d’onde considérée. On utilise la valeur obtenue pour normaliser les images de la correction. On prend ensuite l’écart type pour calculer le contraste dans la zone voulue.

J’ai mesuré la transmission de ces ND aux différents flux offerts sur le banc THD. Pour cela, j’ai utilisé une autre densité neutre d’atténuation  $10^2$  (appelé ND2). Les rapports de contraste entre chaque ND (2 ordres de grandeurs seulement) sont accessibles au détecteur. J’ai donc

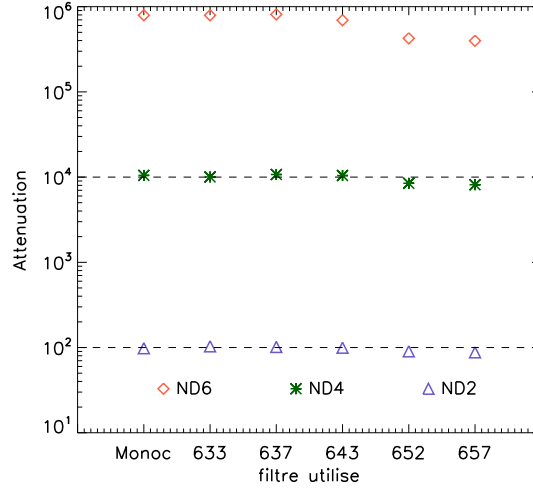


FIGURE II.1.3 – Évaluation de l'atténuation des différents filtres ND pour les bandes accessibles sur le banc

mesuré l'atténuation de la ND2, puis de la ND4 par rapport à la ND2, puis de la ND6 par rapport à la ND4 et déduit l'atténuation de ces filtres pour chacune des bandes accessibles sur le banc. Les résultats sont représentés sur la figure II.1.3.

Cette figure montre que les ND2 et ND4 fournissent bien une atténuation constante de  $10^2$  et  $10^4$  à toutes les bandes considérées. En revanche la ND6 produit une atténuation assez chromatique (de  $8 \cdot 10^5$  pour la source monochromatique à  $4 \cdot 10^5$  pour le filtre à 660 nm).

Pour cette raison, cette méthode n'est plus utilisée depuis pour évaluer les performances en contraste pour de plus larges bandes spectrales. Dans ce cas, elles sont en effet mesurées en utilisant un spectromètre prélevant une petite quantité de la lumière injectée dans la fibre. La linéarité de cet instrument a été vérifiée. En faisant varier les temps d'acquisition, il permet donc de mesurer le rapport entre un premier flux lumineux, utilisé lors de la correction et un second flux, utilisé pour prendre une image non saturée de la fonction d'étalement du point, hors de l'axe du coronographe.

## II.1.7 La boucle tip-tilt

Plusieurs solutions de contrôle du til-tilt ont été testées sur le banc THD par d'autres étudiants de Pierre Baudoz. En effet, les coronographes à petit IWA (voir paragraphe I.3.6.5) sont particulièrement sensibles aux erreurs de tip-tilt. Je n'ai jamais travaillé sur ces méthodes et je les présenterai donc assez rapidement.

La technique de Mas et al. (2012), développée plus longuement dans Mas (2012), permet d'estimer les aberrations de tip-tilt en amont d'un coronographe FQPM (centrage de la source sur le masque coronographique). Cette solution utilise la forme caractéristique des erreurs de centrage sur un FQPM (une tache d'airy coupé en deux par une transition, aussi appelée forme en haricots) pour les corriger grâce au miroir tip-tilt. Cependant, avec les changements de coronographes récents, cette méthode est devenue inutilisable.

Une autre méthode pour la correction des aberrations de bas ordre en amont du coronographe a donc été implémentée sur le THD (Singh et al., 2014). Cette méthode, un peu comme le

système CAL, utilise la lumière rejetée par le coronographe, cette fois en utilisant une couronne réfléchissante autour du Lyot. Cette lumière est focalisée sur une camera, non représentée sur la photo du banc. Après un premier centrage, une boucle fermée permet de détecter le mouvement de la source par rapport au coronographe et, grâce à un miroir tip-tilt, de corriger ces erreurs.

La méthode de [Mas et al. \(2012\)](#) permet aussi de corriger les erreurs en aval du coronographe (mouvement de la caméra par rapport au masque du coronographique) en utilisant un asservissement des mouvements du détecteur sur les *speckles* situés dans une couronne autour du centre de la fonction d'étalement du point. Cette méthode a aussi été testée sur le banc THD.

Le miroir tip-tilt utilisé sur le banc est un prototype développé pour l'instrument SPHERE. Il s'agit d'un miroir plan monté sur deux axes de rotation et orienté par deux actionneurs piézoélectriques. Sa course maximale est de 2 mradians et une précision de mouvement de 0.16  $\mu$ radians.

## II.1.8 Contrôle à distance

Dans la salle voisine du banc se trouve la salle de contrôle. Les câbles, fibres ainsi que les tuyaux d'arrivée d'eau (permettant le refroidissement du détecteur Neo) passent par une ouverture dans le mur entre les deux salles. Durant ma thèse, nous sommes passés de deux ordinateurs contrôlant indépendamment les composants du banc, à trois ordinateurs, que j'appelle THD 1, THD 2 et THD 3, reliés ensemble par un réseau interne. Ce changement a nécessité d'importantes modifications du *software* en Labview auxquelles j'ai participé activement durant toute ma thèse. Les différentes fonctions assurées par les trois ordinateurs sont décrites dans le schéma [II.1.4](#).

**THD 1** est la machine principale du banc, d'où l'on active le programme *main.vi* contrôlant toutes les opérations du banc directement ou *via* TDH 1 et 3. Parmi les éléments qu'il contrôle directement, on peut citer le miroir déformable et le miroir tip-tilt, la roue à filtre et la lampe à *flat* ainsi que le détecteur Pike. Les sources sont aussi contrôlées depuis cette machine, directement via l'intensité envoyée à la diode pour la source monochromatique et via trois moteurs (contrôlés par USB) permettant l'injection de la lumière dans la fibre et la roue à filtres pour la source blanche.

**THD 2** est en charge du contrôle des moteurs, par USB. Il permet ainsi de contrôler les mouvements des caméras en X,Y et Z (en focus). Il est aussi en charge des moteurs du plan de Lyot : deux moteurs pour contrôler la position et la taille de l'un des diaphragmes de référence dans le plan du Lyot et un moteur pour déplacer un cache pour pouvoir masquer les différents diaphragme dans le plan du Lyot (0, 1 ou 2 diaphragmes de référence, avec ou sans diaphragme de Lyot). Enfin, il contrôle aussi un moteur qui permet d'activer une lentille juste à la sortie du coffrage du banc. Cette lentille permet, lorsqu'elle est mise en place, d'observer le plan pupille avec les détecteurs. THD 2 permet aussi depuis récemment de contrôler la boucle tip-tilt par réflexion sur le masque de Lyot. Tous ces moteurs sont contrôlés par Labview et peuvent être activés directement depuis THD 1.

**THD 3** contrôle le détecteur Neo et est utilisé pour la multiplication matricielle dans la boucle de correction. Lors de l'activation de cette boucle, il renvoie donc les commandes pour le miroir déformable au THD 1.

## II.1.9 Le banc THD 2

Le déménagement du banc vers une nouvelle salle blanche de classe supérieure permettra sans doute d'améliorer les performances du banc. Il est aussi prévu à court terme d'ajouter deux

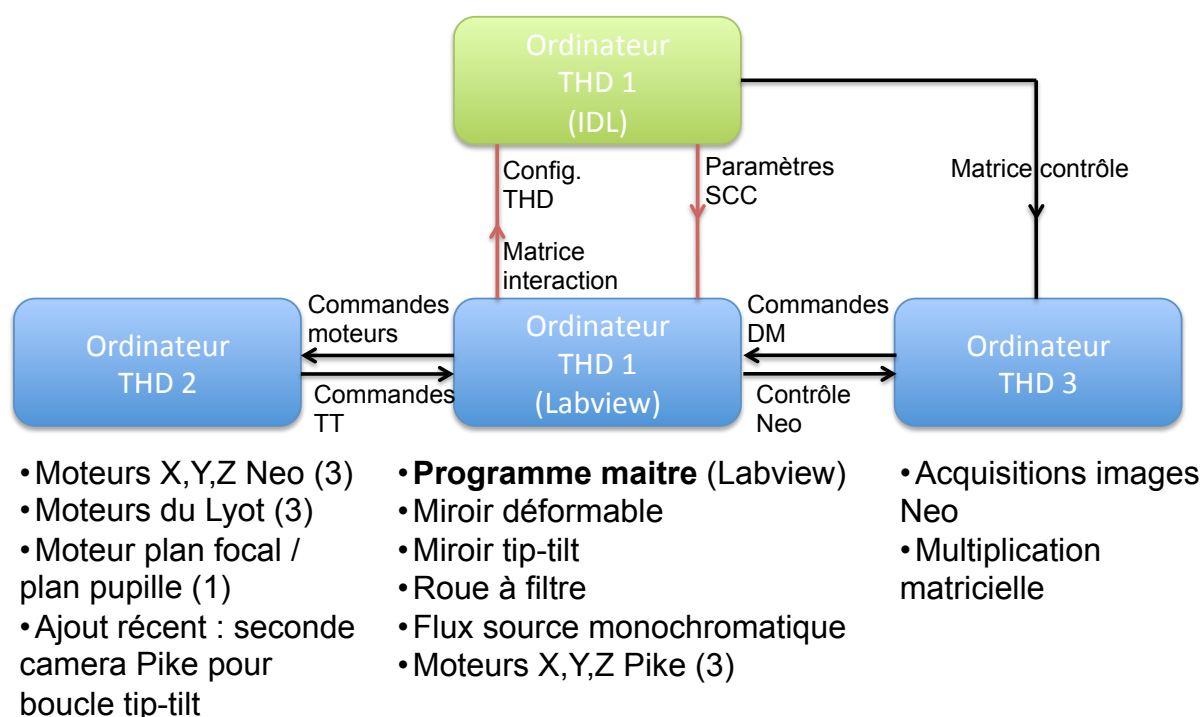


FIGURE II.1.4 – Schéma expliquant les rôles de chaque ordinateur dans le contrôle du banc. On a utilisé les notations TT pour miroir tip-tilt et DM pour miroir déformable. Les traits rouges représentent des échanges entre les programmes IDL et Labview d'une même machine, les traits noirs des échanges entre machines, souvent par TCP/IP.

miroirs déformables (un MEMS de 32 x 32 actionneurs et un MEMS de 12 x 12 actionneurs) en plus de celui déjà présent.





## Chapitre II.2

# Détecteurs

Cette partie présente dans un premier temps les deux détecteurs installés sur le banc THD. Je poursuis ensuite par la caractérisation précise du détecteur Neo de la marque Andor que j'ai effectuée durant mon doctorat.

### II.2.1 Présentation des détecteurs

Deux détecteurs sont utilisables sur le banc, un CCD AVT Pike F-0.32B qui sera appelé Pike par la suite et un CMOS Neo de la marque Andor, que l'on appellera Neo par la suite. Leur caractéristiques sont rappelées dans le tableau II.2.1. La principale motivation de l'achat de ce second détecteur a été sa grande dynamique. En effet, les objectifs particuliers du banc THD nécessitent de traiter des zones très éclairées et des zones faiblement éclairées dans une même image. Il est donc intéressant d'utiliser un détecteur possédant à la fois une haute valeur de saturation et un bruit de lecture très faible.

Nom du détecteur	Pike	Neo
Taille totale	640 x 480	2592 x 2160
Taille des pixels	7.4 $\mu\text{m}$	6.5 $\mu\text{m}$
Format des données	14 bits	11 bits – 16 bits
Bruit de lecture (ADU)	18	3.6
Bruit de lecture ( $e^-$ )	14.4	3.2
Gain ( $e^-/\text{ADU}$ )	0.8	0.9
Saturation (ADU)	16000	57000 (35000)

TABLE II.2.1 – Caractéristiques des détecteurs du banc THD.

La caméra Neo est refroidie jusqu'à  $-40^\circ\text{C}$  grâce à un système de modules Peltier. Lors de son arrivée, ces modules évacuaient la chaleur grâce à une soufflerie. Ce système ne pouvait donc pas être utilisé dans la salle blanche durant la correction sans introduire de mouvements d'air importants. J'ai donc fait une rapide étude comparative des systèmes de refroidisseur à circulation d'eau et mis en place ce refroidissement. J'ai ensuite développé en *Labview* la majorité des codes pour son intégration au système décrit dans le paragraphe II.1.8, une première fois sur un ordinateur avec un processeur en 32 bits puis une seconde fois quand j'ai mis à jour le logiciel de la caméra (mise à jour qui introduisait des modifications non compatibles avec les codes que j'avais développés avec les versions précédentes) sur un ordinateur avec un processeur en 64 bits.

Enfin, j'ai surtout fait une étude des capacités de cette caméra, présentée dans ce chapitre.

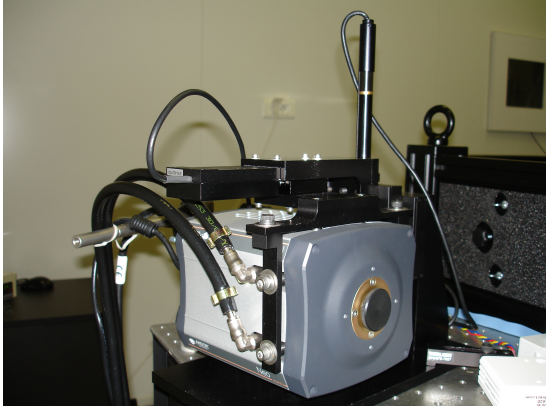


FIGURE II.2.1 – La caméra Neo d'Andor telle qu'elle est installée sur le banc THD. Les tubes sur le côté permettent le refroidissement à eau (la pompe et le compresseur se trouve dans la pièce de contrôle. On aperçoit deux moteurs (le "tube" vertical et le parallélépipède noir au dessus du détecteur) qui permettent le centrage de la caméra sur le masque coronographique. Un troisième moteur permet de régler la focalisation sur la caméra mais n'est pas visible sur cette image.

Pour obtenir une image  $I_c$ , corrigée des effets d'un détecteur à partir de l'image brute  $I_b$ , renvoyée par le convertisseur, on effectue l'opération suivante :

$$I_c = (I_b - D)G \quad (\text{II.2.1})$$

où  $D$  est une pose d'obscurité (un *dark*) prise au même temps de pose que l'image et où  $G$  est un gain local pour chaque pixel calculé de la façon suivante :

$$G = (\bar{F} - \bar{D})/(F - D) \quad (\text{II.2.2})$$

où  $F$  désigne une image uniformément éclairée (un *flat*) et où  $\bar{F}$  désigne la moyenne spatiale de  $F$ . Cette étude, en plus de caractériser la caméra, tentera aussi d'identifier les termes de cette équation pour l'utilisation de ce détecteur sur le banc THD . J'ai mené cette étude en utilisant dans un premier temps une sphère intégrante, prêtée par Tristan Buey puis une source étendue de type DEL (prêtée par Marie Glanc et Guillaume Chenegros) permettant d'éclairer uniformément et à la même longueur d'onde l'intégralité du détecteur.

Dans un CMOS, chaque pixel (ou photodiodes) possède son propre convertisseur charge/tension et amplificateur qui transforme les électrons en ADU (*analog to digital units*, l'unité de sortie de la caméra). L'avantage de ces caméras est que l'on peut changer le gain indépendamment pour chaque pixel. La société Andor propose un système électronique avec plusieurs types de convertisseur intégrés. Certains modes sur 11 bits ont des gains très grands ( $> 7e^-/\text{ADU}$ ) qui permettent d'atteindre de hauts niveaux d'ADU mais ne sont pas précis. D'autres modes, toujours sur 11 bits, ont un gain beaucoup plus faible ( $< 0.6e^-/\text{ADU}$ ), qui leur permet d'être précis aux faibles flux. Il est possible aussi de combiner ces deux modes, et la Néo, en fonction de l'éclairement du pixel et du temps de pose, choisit quel convertisseur utiliser pour son traitement. Pour des valeurs supérieures à  $2^{11}$  ADU sur le convertisseur de gain faible, on bascule alors automatiquement sur l'autre convertisseur (de gain fort, aussi sur 11 bits). Finalement, la caméra peut atteindre un nombre d'ADU codé sur 16 bits (et une saturation à  $2^{16} = 65536$ ) dans les parties de fort flux de l'image, tout en gardant un bruit de détecteur de quelques électrons, utiles pour les parties de faibles flux. Cette propriété, très intéressante dans le cas de la haute dynamique, a motivé l'achat de ce détecteur. Cependant, que le gain de notre détecteur est constant pour tout flux (sinon le rapport du nombre d'ADU dans deux parties de l'image ne correspond pas au même

rapport en photons).

Pour cette configuration particulière et pour la température d'utilisation ( $-40^{\circ}\text{C}$ ), j'ai étudié les caractéristiques de la camera : bruits de lecture, bruit thermique et pixels chauds dans le paragraphe II.2.2 puis linéarité et gain dans le paragraphe II.2.3. J'ai pris à chaque fois des images 2000x2000 (l'image de taille maximale, 2560 x 2160 posait parfois des problèmes de mémoire vive sur l'ordinateur) centrées sur le détecteur.

## II.2.2 Bruit de lecture, bruit thermique et pixels chaud

Je mesure tout d'abord le bruit de détecteur. Celui-ci s'obtient en mesurant des images sans éclairage et sans bruit thermique (camera refroidie à  $-40^{\circ}\text{C}$  et temps de pose le plus court possible). Pour limiter l'influence d'une variation spatiale du niveau, j'ai pris 100 différences d'images sans éclairage à 10 ms. Je calcule ensuite l'écart type temporel pour chaque pixel, et l'on déduit le bruit en faisant la moyenne spatiale (et en divisant par  $\sqrt{2}$  car l'on a pris une différence d'images). J'obtiens un bruit de détecteur de  $3.6 \pm 2.3$  ADU, ce qui fait avec le gain calculé plus bas un bruit de  $3.2 \pm 2.1 e^-$ .

Toujours en maintenant le refroidisseur à  $-40^{\circ}\text{C}$ , j'étudie maintenant la variation du bruit thermique avec le temps de pose. J'ai donc pris des images sans éclairage pour des temps de pose variant de 1 ms à 3 s, et l'on étudie maintenant le niveau sans éclairage (appelé "offset" en anglais) en fonction du temps. J'observe une variation exponentielle, mais la variation de ce niveau moyen est inférieure à 0.8 ADU pour les durées considérées (de 99.1 ADU pour 10 ms à 99.8 ADU pour 3 s), ce qui est faible en comparaison du bruit de détecteur. Je considère donc que le niveau de base de détecteur est quasiment constant en fonction du temps de pose, tant en niveau moyen, qu'en variation spatiale. Je peux donc considérer, pour cette température de caméra, que la pose pour le biais (*bias frame*) et la pose d'obscurité (*dark frame*) sont identiques pour l'application pendant la correction quel que soit le temps de pose. Dans l'équation II.2.1 il est donc légitime d'appliquer une pose d'obscurité  $D$  mesurée avec un temps égal à 10 ms quelle que soit la valeur de la pose de l'image  $I_b$ .

J'étudie maintenant la qualité des pixels de la camera. A  $-40^{\circ}\text{C}$ , on trouve environ 1% de pixels défectueux sur le détecteur. Un filtre peut être utilisé (directement implémenté dans la caméra) pour mettre ces pixels à la valeur moyenne de leur 8 voisins. Je passe maintenant à l'étude de la linéarité du détecteur en fonction du temps et du gain.

## II.2.3 Linéarité et gain

En gardant le flux de la lampe à *flat* constant, j'augmente progressivement les temps de pose (de 1 ms à 3.5 s). Je prend ensuite plusieurs images moyennées auxquelles je retire l'intensité moyenne sans éclairage (celle pour 10 ms, mais ce choix n'a pas d'importance pour la plage de temps de pose considérée vu la faible incidence du courant de d'obscurité). Je prend ensuite la moyenne spatiale sur tout le détecteur. Les résultats de cette étude de linéarité sont présentés sur la figure II.2.2. A gauche, les losanges rouges représentent ce niveau moyen pour un temps donné. Je remarque la saturation à la valeur maximum accessible au convertisseur, soit  $2^{16} = 65'536$ , que l'on a représentée par une courbe pointillée bleue. Enfin, j'ai ajusté une droite en prenant les points allant de 7 ms à 800 ms. J'ai représenté cette droite en pointillés noirs sur cette figure.

A droite de la figure II.2.2, j'ai représenté l'écart à cette linéarité (en pourcentage) en fonction du temps de pose, pour des temps de pose allant de 0 à 20 ms (en haut) puis en fonction de

l'intensité moyenne sur toute la gamme du détecteur (en bas). La ligne pointillée indique un écart de 5%. On observe que pour les très petits temps de pose (inférieur à 10 ms) on s'écarte beaucoup de la linéarité. Les niveaux obtenus pour ces valeurs étant encore très supérieurs au bruit du détecteur (200 ADU à 9 ms), on déduit que la perte de linéarité est plutôt due au fait que le détecteur ne peut pas être utilisé pour cette taille (2000x2000) à des temps de pose inférieure à 10 ms. Pour des valeurs  $> 10$  ms, on reste inférieur à 5% d'écart à la linéarité quasiment sur toute la gamme de la camera (jusqu'à 63'000 ADU). On voit donc que la linéarité de cet instrument est bonne.

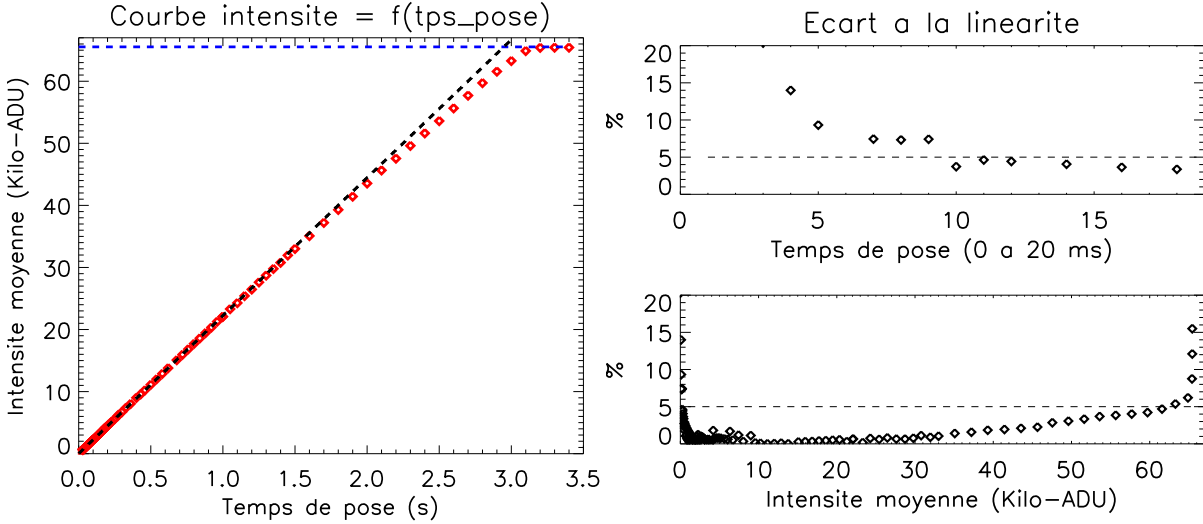


FIGURE II.2.2 – Linéarité de la camera Neo. A gauche, les points de l'intensité moyenne en fonction du temps de pose en rouge. J'ai tracé la droite en pointillés noirs en ajustant sur les valeurs de 10 à 270 ms. La droite en pointillés bleus est au niveau maximum atteint par le convertisseur ( $2^{16} = 65'536$ ). A droite, j'ai tracé l'écart à cette linéarité (en pourcentage) en fonction du temps de pose, pour des temps de pose allant de 0 à 20 ms (en haut) puis en fonction de l'intensité moyenne sur toute la gamme du détecteur (en bas).

J'étudie maintenant le gain du détecteur. En reprenant les images utilisées précédemment, et comme pour le calcul du bruit, on fait des différences d'images 2 à 2 (pour limiter l'influence d'une éventuelle variation du niveau sans éclairnement), dont on prend la variance spatiale. Je trace la valeur obtenue en fonction du niveau moyen dans les images sur la figure II.2.3 (en haut à gauche) pour des niveaux allant de 0 à  $2^{16} = 65'536$  ADU. On remarque qu'on a une stagnation de la variance, donc une saturation électronique à 33'000 ADU. Cette valeur est cohérente avec la valeur trouvée lors de l'étude de la linéarité intensité – temps de pose. En dessous de cette valeur, on observe un comportement linéaire : en haut à droite, j'ai représenté un grossissement de cette même courbe pour des niveaux allant de 0 à 30'000 ADU. J'ai ajusté en pointillés noirs une droite sur les points de 3'000 et 20'000 ADU. Cette droite a pour coefficient directeur 2.13, ce qui donne le gain en prenant l'inverse et en multipliant par deux (car on a pris une différence d'images et la variance est donc deux fois la variance pour une seule image). On obtient donc un gain de  $0.94 e^-/\text{ADU}$ .

Cependant, on remarque une cassure de pente pour les valeurs entre 3'000 et 4'000 ADU. On représente sur la même figure, en bas, un grossissement de cette même courbe pour des niveaux allant de 0 à 3'000 ADU. J'ai tracé en pointillés noirs la même droite que précédemment et ajusté en plus en pointillés bleus une droite sur les points 200 et 1'600 ADU. On observe que les parties

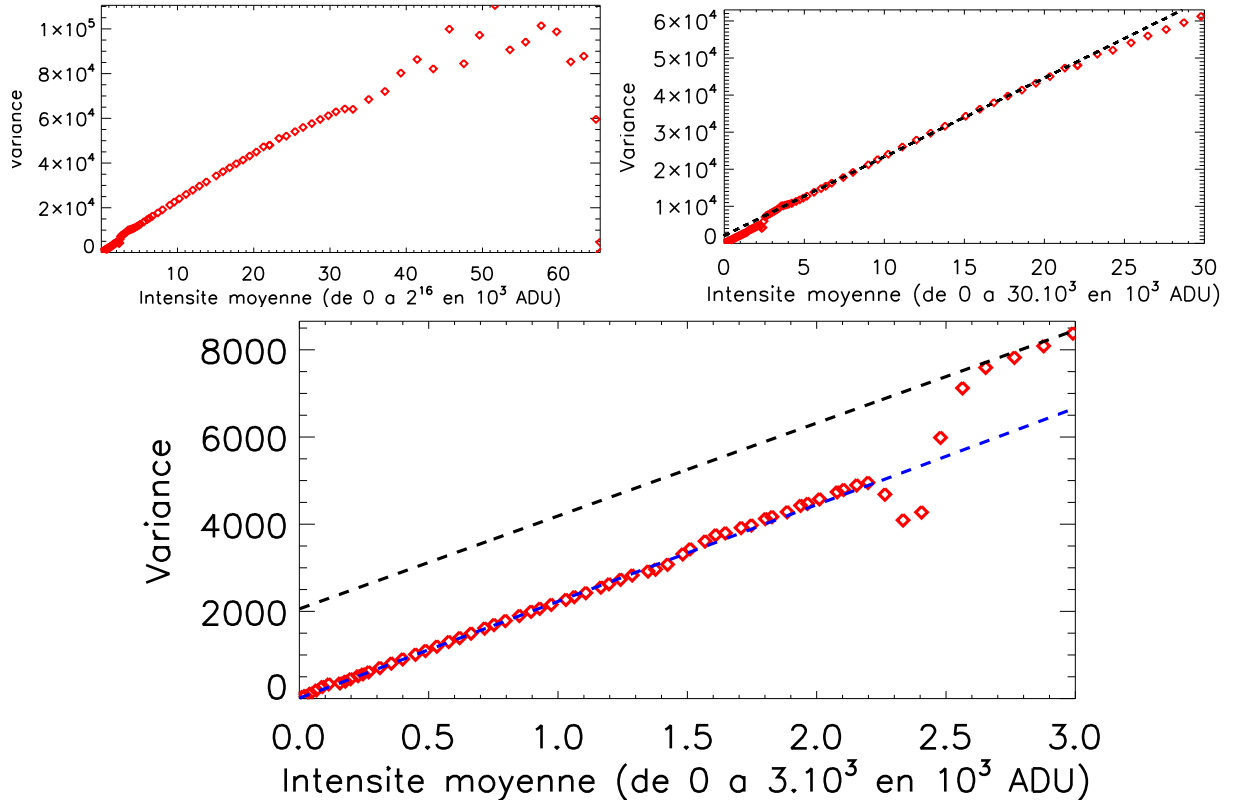


FIGURE II.2.3 – Gain de la camera Neo. En haut à gauche, je trace en rouge la variance spatiales de la différence de deux images au même flux en fonction du niveau moyen dans l'image pour des niveaux allant de 0 à  $2^{16} = 65536$  ADU. En haut à droite, un grossissement de cette même courbe pour des niveaux allant de 0 à  $30'000$  ADU. J'ai ajusté en pointillés noirs une droite sur les points  $3'000$  et  $20'000$  ADU. En bas, un grossissement de cette même courbe pour des niveaux allant de 0 à  $3'000$  ADU. J'ai représenté en pointillés noirs la même droite que précédemment et ajusté en pointillés bleus une droite sur les points 200 et 1600 ADU.

avant  $2'000$  et après  $3'000$  sont linéaires et que le gain pour ces deux parties est très proche :  $0.94 \text{ e}^-/\text{ADU}$  pour la partie supérieure à  $3'000$  ADU et  $0.90 \text{ e}^-/\text{ADU}$  pour la partie inférieure à  $2'000$  ADU. Avant de commenter la grosse cassure au milieu du graphe, on remarque que la courbe est par contre totalement linéaire jusqu'à des valeurs inférieures à 100 ADU. Cela montre bien que l'absence de linéarité sur la courbe intensités – temps de pose pour les faibles temps de pose est bien dû à un temps de pose trop court et non à un niveau de flux trop bas.

Pour la zone de cassure, la documentation d'Andor est assez lacunaire sur ce point, cependant, on imagine que c'est cette zone où les pixels basculent l'un après l'autre entre le premier convertisseur et le second : les deux convertisseurs de 11 bits ne sont pas tout à fait équivalents à un convertisseur de 16 bits. En effet, si l'on fait la différence entre les deux droites ajustées, on obtient  $2057 - 10 = 2047$  ADU. Puisqu'on a fait une différence entre deux images, on doit diviser par deux et prendre la racine pour obtenir l'augmentation du bruit. On trouve alors  $\sqrt{(2047/2)} \simeq 32.0 = 2^5$  ADU, différence entre  $2^{11}$  et  $2^{16}$ .

Le problème de ce système est que l'application de l'équation II.2.1 n'est plus possible. En effet, il n'y a aucune raison que le gain pixel à pixel  $G$  calculé pour des faibles flux et celui calculé à de forts flux soit identiques. On ne peut donc pas l'appliquer à toute l'image d'un coup mais

pixel à pixel. Une correction de ce type (pixel par pixel) est intégré par Andor directement dans l'électronique de la caméra mais ne nous met pas à l'abri d'une évolution dans le temps. Pour le moment, cette caméra est utilisée sur le banc THD sans correction par un gain local, en enlevant seulement une pose d'obscurité. Cependant, une autre solution serait, pour chaque image, de tester la valeur de chaque pixel (supérieure ou inférieure à 2'048 ADU et de lui appliquer le gain correspondant. Cette modification, si elle est implémentée, ne doit pas ralentir la boucle de correction des *speckles*.

Après cette analyse, les performances de la caméra sont assez décevantes pour notre usage très spécifique (grande dynamique). J'ai utilisé la Pike pour les résultats de mon premier article ([Mazoyer et al., 2013a](#)) puis la Neo pour ceux du second article ([Mazoyer et al., 2014a](#)). Elle est actuellement utilisée sur le banc THD. Je présente maintenant l'étude que j'ai réalisée d'un autre composant majeur du banc THD : le miroir déformable.

## Chapitre II.3

# Analyse du miroir déformable 1024 actionneurs de Boston Micromachines

Au mois de mars 2013, nous avons emporté le miroir à Marseille pour effectuer une analyse sur le banc interférométrique développé par deux chercheurs, Frédéric Zamkotsian<sup>a</sup> et Patrick Lanzoni<sup>a</sup>, avec lesquels j'ai collaboré pour cette étude. Les résultats de cette analyse ont donné lieu à une présentation sur poster et à un acte de conférence au SPIE Montréal en Juin 2014. Je commence ce chapitre par la description du miroir déformable MEMS (voir paragraphe I.3.7.3), des performances annoncées par Boston Micromachines et de son état supposé avant cette analyse (paragraphe II.3.1). Je décris aussi le banc interférométrique du LAM (paragraphe II.3.2). Les résultats de cette analyse seront présentés en plusieurs parties. Je décrirai d'abord la forme générale observée du miroir et la qualité de sa surface (paragraphe II.3.3 et II.3.4). J'analyserai ensuite finement la fonction d'influence d'un actionneur et sa réponse à l'application de différentes tensions (paragraphe II.3.5). J'étendrai ensuite cette analyse à tous les actionneurs. Enfin, une attention particulière sera portée aux actionneurs défaillants que j'ai identifiés (paragraphe II.3.6).

### II.3.1 Le miroir déformable 1024 actionneurs de Boston Micromachines

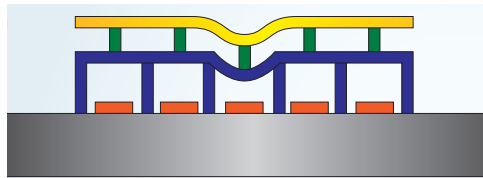


FIGURE II.3.1 – Coupe schématique d'un miroir déformable MEMS tirée de *Bifano (2011)*. Une plaque métallique (Aluminium, en doré sur le schéma) est attachée par des pics en silicone (en vert) à une matrice de membranes localement déformables (en bleu). En dessous, une matrice d'électrodes (en rouge) en silicone est posée sur le substrat en damier (noir). L'application d'un voltage sur ces électrodes permet la déformation de la membrane, à la masse.

---

a. Laboratoire d'astrophysique de Marseille



Le miroir déformable est un MEMS de la société Boston Micromachines. Il contient 1024 actionneurs. Une coupe schématique de 5 actionneurs est présentée en figure II.3.1. Une plaque métallique (Aluminium, en doré sur le schéma) est posée sur des pics en silicium (en vert) qui la relie à une matrice de membranes localement déformables (en bleu). Une matrice d'électrodes en silicium (en rouge), posée sur le substrat (noir), permet l'application d'un voltage indépendamment pour chaque actionneur. La création d'un champ va déformer la membrane bleue, qui se trouve à la masse. J'utilise une numérotation pour les actionneurs de 0 (coin en bas à droite) à

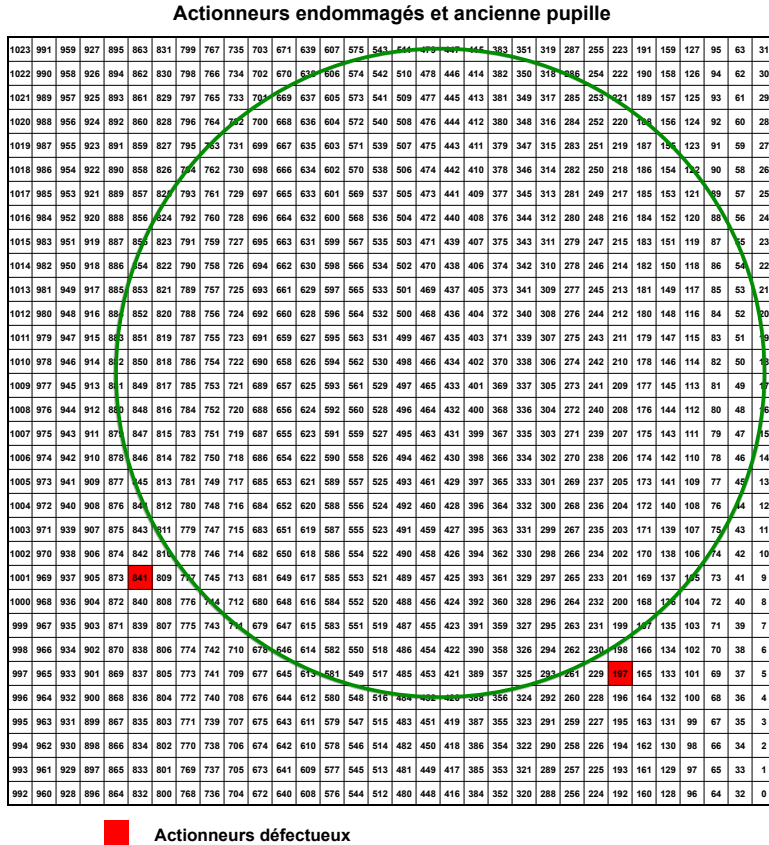


FIGURE II.3.2 – Numérotation des actionneurs et position de la pupille sur le miroir déformable avant les tests au LAM en mars 2013. La numérotation commence à 0 dans le coin en bas à droite et finit à 1023 dans le coin en haut à gauche. La pupille utilisée (en vert) est réduite (27 actionneurs le long du diamètre de la pupille seulement) et décentrée par rapport au miroir pour éviter les actionneurs défectueux (841 et 197, en rouge).

1023 (coin en haut à gauche) comme présenté sur la figure II.3.2. Seulement 1020 sont utilisables, les coins (actionneurs 0, 31, 992 et 1023) étant fixés. Le bord du miroir est aussi composé de rangées d'actionneurs fixes, non numérotés. La distance inter-actionneur est de  $300 \mu\text{m}$ , pour une taille de miroir total de  $9.3 \text{ mm}$ . Une fenêtre optique est placée devant la surface réfléchissante du miroir déformable pour la protéger de l'environnement extérieur (notamment de l'humidité). Cette fenêtre a été fabriquée par nos soins avec un traitement anti-reflet de bonne qualité pour limiter l'apparition de reflets parasites sur le banc. Les reflets sur cette fenêtre ont été mesurés et sont inférieurs à  $0.2\%$  entre  $620$  et  $950 \text{ nm}$ . Boston Micromachines annonce un pas minimal de déformé sub-nanométrique et une course totale de  $1.5 \mu\text{m}$ . Enfin, la qualité de surface lorsque le miroir est à plat est évaluée à  $30 \text{ nm}$  (RMS). Il s'agit là de déformations mécaniques. Si l'on veut transcrire en aberrations de phase ces valeurs, il faut alors multiplier par deux (augmentation du chemin optique de deux fois la déformée lors de la réflexion). Dans toute cette partie et sauf mention du contraire, les aberrations seront exprimées en déformations mécaniques de la surface.

L'électronique du miroir permet d'appliquer des tensions entre  $0$  à  $300 \text{ V}$  et est codée sur  $14$  bits. Pour des raisons de protection de la surface, la tension maximale est limitée à  $205 \text{ V}$

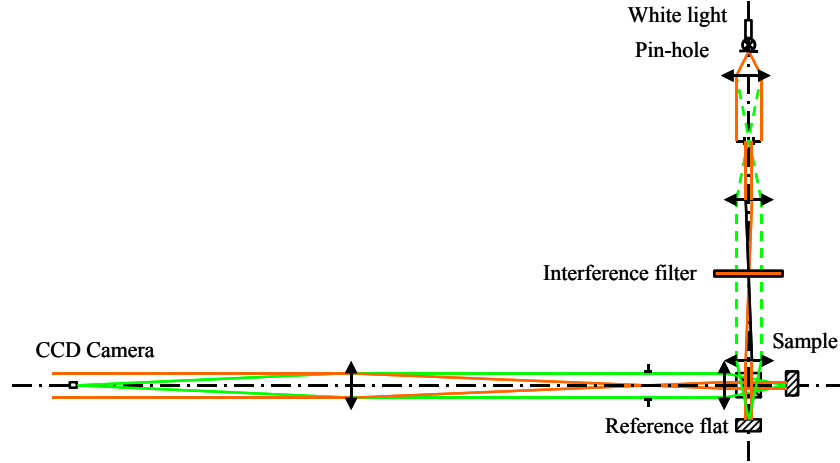


FIGURE II.3.3 – Schéma du banc interférométrique du LAM. Figure tirée de [Liotard et al. \(2005\)](#).

pour le miroir déformable utilisé. Connaissant ce maximum, les commandes sont envoyées en pourcentage : 0% correspond à une tension nulle, tandis que 100% correspond à une tension de 205 V. Chaque pourcentage correspond donc à une tension de 2.05 V. Plus on envoie une tension élevée, plus l'actionneur est tiré vers l'électrode. Dans toute cette partie, j'utilise exclusivement ces pourcentages de la tension maximale pour exprimer les commandes en tensions envoyées aux actionneurs. On peut dès à présent donner une indication sur le pas minimal de chaque actionneur. En effet, celui-ci est de  $300/2^{14}$  V soit 18.3 mV, soit  $8.93 \cdot 10^{-3}$  %. Cette valeur a été vérifiée sur le banc THD en analysant l'effet, en plan pupille avec coronographe, de l'application de tensions de plus en plus faibles. La mesure du gain dans le paragraphe II.3.5 me permettra de vérifier les spécifications indiquées pour la course et le pas minimal d'un actionneur.

Avant l'arrivée au LAM, deux actionneurs semblaient inutilisables (ils ne suivaient pas les consignes en tension) : le 841 qui pouvait suivre ses voisins s'ils étaient poussés à des niveaux proches et le 197 qui semblait collé. Ces deux actionneurs endommagés, qui seront étudiés précisément dans le paragraphe II.3.6, nous obligeaient à travailler avec une pupille réduite (27 actionneurs le long du diamètre de la pupille seulement) et décentrée (voir figure II.3.2).

Dans le prochain paragraphe, je décris le banc interférométrique du LAM sur lequel cette étude a été effectuée. J'utiliserai les résultats de cette étude pour vérifier dans les paragraphes suivants les caractéristiques annoncées par Boston Micromachines.

## II.3.2 Analyse au Laboratoire d'Astrophysique de Marseille : banc et mode opératoire

Le banc interférométrique du LAM ([Liotard et al., 2005](#)) a été développé pour l'analyse précise de miroirs déformables. La figure II.3.3 montre le schéma de principe de cet interféromètre. La source blanche, ponctuelle, est filtrée spectralement à  $\lambda = 650$  nm (dans ce cas précis, car il s'agit de la longueur d'onde du banc THD), de manière à obtenir une faible longueur de cohérence (quelques dizaines de microns), afin de ne pas introduire de systèmes de franges parasites. On a ensuite un interféromètre, dont l'un des miroirs est le miroir à analyser (*sample* sur le schéma). L'autre est un miroir plan appelé miroir de référence (*Reference flat*). Au bout de l'autre bras de l'interféromètre se trouve un détecteur CCD (1024x1280). Il est possible d'intercaler un système

de lentilles devant cette caméra permettant de passer d'un grand champ (40 mm de large, couvrant tout le miroir) à un plus petit champ (un peu moins de 2 mm de large ou 6x6 actionneurs). J'utiliserai les deux durant cette étude.

La mesure de la phase se fait en utilisant la méthode de [Hariharan et al. \(1987\)](#). Cette méthode consiste en l'introduction de 5 différences de phase entre les bras :  $\delta_\phi \in \{-2\beta, -\beta, 0, \beta, 2\beta\}$ . Pour une différence de phase  $\delta_\phi$  introduite, les champs dans les deux bras de l'interféromètre sont alors  $a_1 \exp(\phi_1)$  et  $a_2 \exp(\phi_2 + \delta_\phi)$ . En posant  $\phi = \phi_2 - \phi_1$ , l'image interférométrique dans le plan focal du CCD est alors :

$$I_{\delta_{dm}} = |a_1|^2 + |a_2|^2 + 2a_1a_2 \cos(\phi + \delta_\phi). \quad (\text{II.3.1})$$

Un simple calcul montre alors que :

$$\frac{I_{-\beta} - I_\beta}{2I_0 - I_{-2\beta} - I_{2\beta}} = \frac{\sin(\beta) \sin(\phi)}{(1 - \cos(2\beta)) \cos(\phi)}. \quad (\text{II.3.2})$$

Si l'on prend  $\beta = \pi/2$ , on obtient donc un accès à la phase  $\phi$  :

$$\tan(\phi) = \frac{2(I_{-\pi/2} - I_{\pi/2})}{2I_0 - I_{-\pi} - I_\pi}. \quad (\text{II.3.3})$$

Un traitement est ensuite nécessaire pour “dérouler” la phase, c'est-à-dire recoller les endroits de phase nulle et de phase  $2\pi$  ([Liotard et al., 2005](#)). Ce déroulement échoue parfois dans des régions à très fort gradient de phase, ce qui a parfois pu limiter l'étude sur tous les actionneurs. Ici,  $\phi_2$  représente la phase sur le miroir déformable tandis que  $\phi_1$  représente les aberrations de phase introduites par le miroir de référence, que l'on considère absolument plan ( $\phi_1 = 0$ ). Finalement, le mouvement sur le miroir est calculé en multipliant par  $\lambda/(2\pi)$ , puis en divisant par 2 (pour passer de la différence de marche optique au déplacement mécanique sur le miroir).

La précision sur la mesure absolue de la phase est limitée par les aberrations du miroir plan et par les aberrations différentielles, en particulier chromatiques. Pour limiter celles-ci, une lame identique à la fenêtre antireflet collée sur le miroir a été introduite dans le bras de référence. Les performances obtenues sur la mesure des mouvements relatifs du miroir déformable sont meilleures que le nanomètre ([Liotard et al., 2005](#)).

Je présente maintenant les résultats de l'analyse. Avant même de faire varier la tension des actionneurs indépendamment, j'étudie la forme générale du miroir (paragraphe [II.3.3](#)) et la qualité de sa surface dans le paragraphe [II.3.4](#).

### II.3.3 Forme du miroir

La figure [II.3.4](#) (gauche) montre une coupe en noir dans une direction principale du miroir sur toute la surface pour une tension appliquée à tous les actionneurs de 70%. L'abscisse est mesurée en pas inter-actionneur et l'ordonnée en nanomètres. On observe tout de suite que mettre tous les actionneurs à une tension constante ne correspond pas du tout à une surface plane : la forme général est un défocus sur toute la surface. Ce défocus est de l'ordre de 500 nm (PV), qui correspond à une déformation de 1000 nm (PV) en chemin optique ( $> \lambda$ !). J'ai tracé la position de la pupille sur le banc THD avant l'arrivée à Marseille grâce à des lignes verticales en rouge. En orange, j'ai tracé la position d'une pupille de même taille mais centrée. Le défocus naturel du miroir dans une pupille de 27 actionneurs est donc d'environ 350 nm (PV). J'ai tracé sur la figure [II.3.4](#) (droite) la même courbe pour des tensions constantes appliquées à tous les

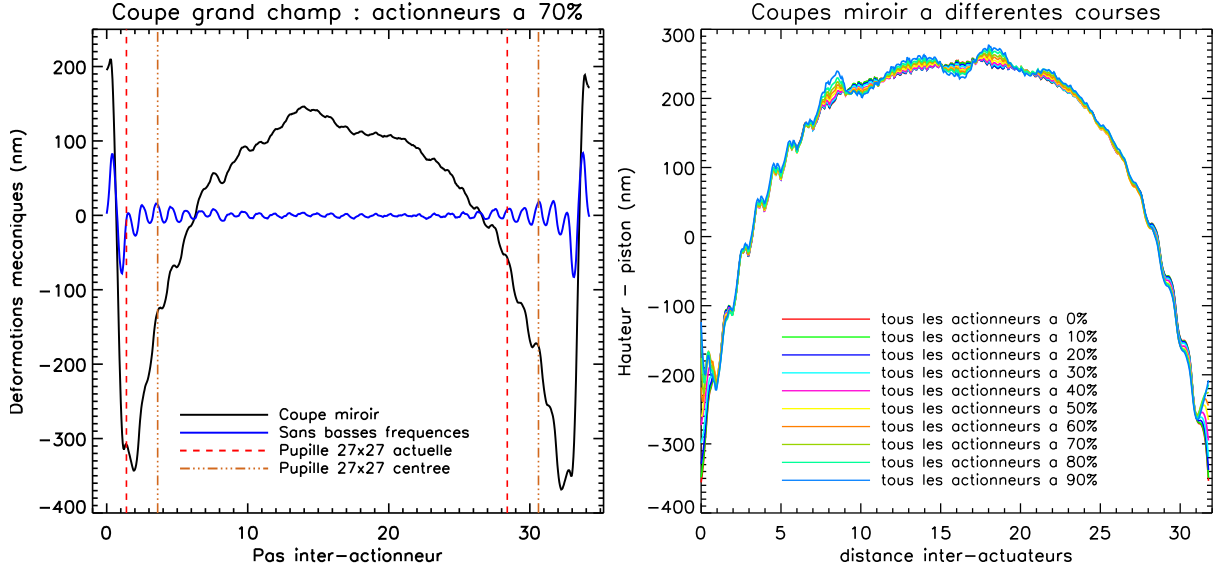


FIGURE II.3.4 – Coupes du miroir. A gauche, en noir, une coupe du miroir sur toute la surface lorsque tous les actionneurs sont à la tension 70%. J’ai ensuite retiré numériquement les fréquences accessibles au miroir et retracé cette fonction en bleu. Les lignes verticales indiquent les limites de la pupille actuelle (en pointillés rouges) et celle d’une pupille centrée (pointillés-points oranges) de même taille. A droite, j’ai tracé cette même courbe pour différentes tensions appliquées à tous les actionneurs ensemble (de 0% à 90%). Les abscisses sont en pas inter-actionneur et les ordonnées en nm.

actionneurs de 0% à 90%. On a retiré le piston et superposé ces courbes, qui montrent que cette forme de défocus est présente dans les mêmes proportions à tous les voltages. Dans cette figure, du fait de réponses aux tensions légèrement différentes selon les actionneurs, on observe une variation du niveau des actionneurs au centre entre les différentes tensions appliquées.

La course théorique des actionneurs à  $1.5\mu\text{m}$  permet normalement de compenser ce défocus, en plaçant ceux des bords à de petites tensions et ceux du centre à de grandes tensions. Cependant, on perd ainsi beaucoup de la course du miroir : pour mettre à plat le miroir, il faut tirer les actionneurs du centre de plus de 500 nm, ce qui correspond à un tiers de la course annoncée. La solution choisie sur le banc THD est de placer le masque coronagraphique en dehors du plan focal. En effet, à une distance  $d$  du plan focal, le défocus introduit est de :

$$\text{Defoc}_{PV} = \frac{d}{8(F/D)^2}, \quad (\text{II.3.4})$$

pour une mesure de la différence de chemin optique en PV. Pour le banc THD, l’ouverture au passage du masque coronagraphique  $F/D$  vaut 112 et celui-ci est à  $d = 7$  cm du plan focal. Cela correspond donc à l’introduction après le miroir d’un défaut de défocus en chemin optique d’environ 700 nm (PV), qui compense exactement les 350 nm (PV) de défocus dans une pupille de 27 actionneurs, tout en gardant intacte la course. On a ainsi pu faire nos corrections aux alentours d’une tension constante pour tous les actionneurs. Avant l’analyse au LAM, cette valeur moyenne était de 70%, ce qui correspond environ au milieu de la course d’un actionneur (voir paragraphe II.3.5.2).

On remarque aussi sur la figure II.3.4 (gauche), la grande variation sur les bords du miroir (550 nm, PV) lorsque l’on applique une tension de 70% à tous les actionneurs. Cette différence

tend à diminuer pour des valeurs de tensions plus faibles, cependant, on ne peut pas mettre tous les actionneurs des rangs en bordure à 0% si l'on veut pouvoir garder de la course pour les utiliser aussi. Il s'agira donc à tout prix de s'éloigner de cette partie du miroir. On remarque que la pupille avant l'analyse à Marseille (lignes verticales rouges) était proches de ces bords.

Sur les bords, on observe nettement les “créneaux” créés par les actionneurs du miroir. Pour rendre compte de cet effet, j'ai retiré numériquement les fréquences inférieures à 1 (pas inter-actionneur)<sup>-1</sup> (qui incluent toutes les fréquences accessibles au miroir) avec un filtre de lissage (*smooth*) et j'ai tracé le résultat sur la figure II.3.4 (gauche) en bleu. On observe nettement cet effet de créneaux de plus en plus marqué au fur et à mesure que l'on approche du bord. Là encore, il vaut mieux utiliser une pupille centrée (en orange) plutôt qu'une pupille décentrée. Ces effets sont les principales causes de la mauvaise qualité de surface des miroirs MEMS annoncé par Boston, dont je traite dans le paragraphe suivant.

### II.3.4 Qualité de surface

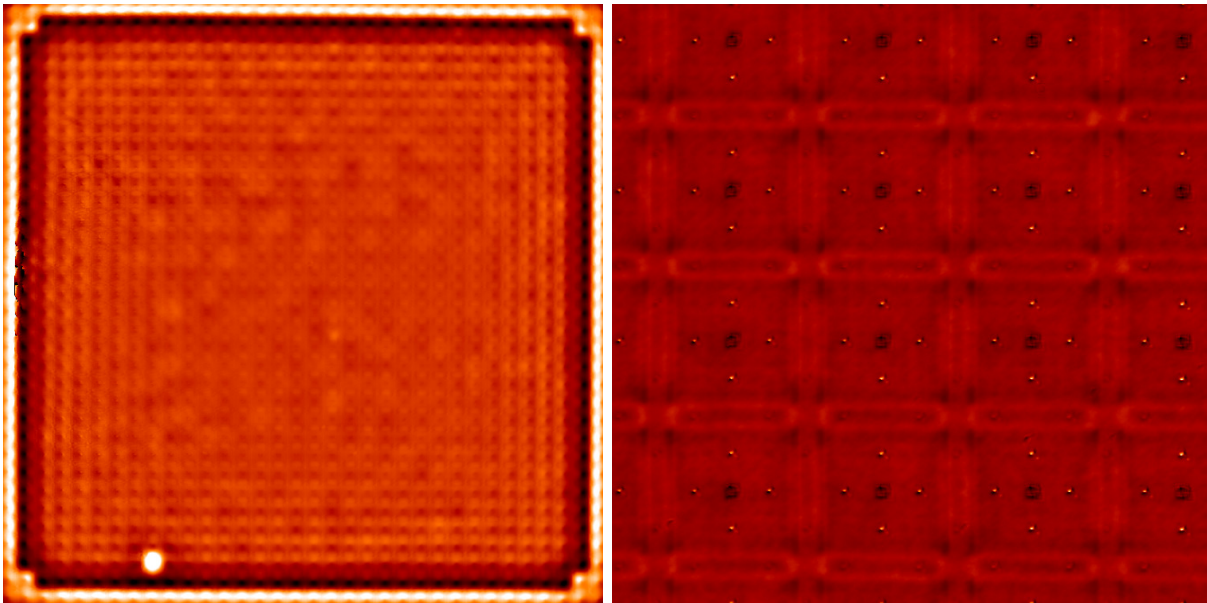


FIGURE II.3.5 – Surface du miroir déformable en grand champ à gauche (environ 10 mm par 10 mm donc tout le miroir), et en petit champ à droite, centré sur les 4 par 4 actionneurs centraux du miroir (soit 1.2 mm par 1.2 mm). Dans les deux cas, tous les actionneurs du miroir déformable sont à 70%. Pour bien observer les structures fines du miroir, j'ai retiré dans les deux cas les basses fréquences, en post-traitement. Sur le miroir total, on remarque l'actionneur 769 en bas à gauche, qui est bloqué à la valeur 0% (voir paragraphe II.3.6.3).

On étudie maintenant la qualité de surface du miroir déformable, d'abord en niveau d'aberrations mécaniques, puis à travers une étude de la densité spectrale de puissance. Sur la figure II.3.5, je présente les surfaces obtenues en grand champ à gauche (environ 10 mm par 10 mm donc tout le miroir), et en petit champ à droite, centré sur les 4 par 4 actionneurs centraux du miroir (donc 1.2 mm par 1.2 mm). J'ai retiré toutes les fréquences corrigeables par le miroir déformable (inférieures à 0.5 (pas inter-actionneur)<sup>-1</sup> numériquement grâce à un filtre de lissage (*smooth*) dans les deux cas pour bien observer les structures fines du miroir. En particulier, le défocus dont j'ai parlé



dans la partie précédente a été retirée dans l'image de gauche. Sur le miroir total, on remarque l'actionneur 769 en bas à gauche, qui est bloqué à la valeur 0% (voir paragraphe II.3.6.3), ce que l'on ignorait avant les tests au LAM, mais pas de traces des deux autres actionneurs défectueux de la figure II.3.2). On remarque aussi les bords et les quatre coins, très brillants, constitués d'actionneurs immobiles. On observe enfin bien la structure carrée des actionneurs.

Il est difficile de vérifier le chiffre de 30 nm (RMS) avancé par Boston Micromachines pour la qualité de surface. En effet, ce chiffre est annoncé "miroir à plat", ce qui n'est pas le cas ici. J'ai tenté de mesurer les déformations mécaniques dans la pupille (voir figure II.3.2) en appliquant un jeu de tensions mesurées après une correction haut contraste effectuée sur le banc THD. Cependant, deux problèmes se posent alors. D'une part, il n'est pas sûr que le mouvement des actionneurs soit à ce point reproductible, surtout après un déplacement Meudon-Marseille<sup>1</sup>. D'autre part, les aberrations restantes incluent à la fois le défocus compensé par le déplacement du masque coronographique et les aberrations propres au banc THD. Dit autrement, le miroir dans cette pupille et pour ce jeu de tensions est au mieux aussi "à plat" que le banc THD ne l'est. Une estimation peut être faite en retirant numériquement les fréquences corrigeables par le miroir déformable et en retirant les bords. Ce calcul donne bien 32 nm (RMS), ce qui est annoncé par Boston Micromachines (légèrement supérieur mais il y a au moins un actionneur cassé). Le même calcul sur la pupille de 27 actionneurs décentrée donne 8 nm (RMS) et 7 nm (RMS) pour une pupille centrée.

Dans l'image de droite, on observe les détails des actionneurs. On observe trois types de détails :

- le centre de l'actionneur, en noir, qui a une taille caractéristique de l'ordre de 25  $\mu\text{m}$ ,
- les arêtes de l'actionneur qui apparaissent comme deux barres éloignées de 45  $\mu\text{m}$  et de longueur 1 pas inter-actionneur (300 $\mu\text{m}$ ),
- les trous d'évidement de la membrane qui sont au nombre de 4 dans la partie centrale de l'actionneur (plus 2 sur chaque arête). Ils sont espacés entre eux de 150  $\mu\text{m}$  (dans les directions principales du miroir) et ne font que quelques  $\mu\text{m}$  de larges. A priori, ce sont des trous utilisés lors le processus de fabrication du miroir par lithographie.

J'ai effectué des coupes en petit champ, présentées sur l'image II.3.6. L'abscisse est en pas inter-actionneur. Chacun des points de ces coupes de deux actionneurs de long est une moyenne sur une largeur transverse de 0.1 pas inter-actionneur. J'ai placé ces bandes soit en plein sur le centre d'un actionneur (courbe "au pire", en noir), soit justement en évitant à la fois les centres et les points d'évidement (courbe "au mieux", en rouge). Les deux bosses de chameau communes aux deux courbes en 0.15 et 0.35 et en 1.15 et 1.35 pas inter-actionneur correspondent au passage des arêtes. Elles produisent des aberrations mécaniques de 12 nm (PV). En ce qui concerne les aberrations introduites par les centres (en 0.65 et 1.65 pas inter-actionneur) et par les points d'évidement (en 0.5 et 1.5 pas inter-actionneur), les changements brutaux de pente suggèrent que la phase n'est pas correctement déroulée par la méthode utilisée. En outre, les coupes présentées sont des moyennes sur 0.1 pas inter actionneurs, plus grand que le diamètre de ces trous, ce qui aurait tendance à minimiser les aberrations mécaniques lors de la mesure. Je déduis donc une estimation *a minima* des aberrations mécaniques de 30 nm (PV) sur un actionneur, et de 6 nm (RMS).

La figure II.3.6 présente la DSP du miroir. La courbe en noir représente cette DSP en moyenne azimutale pour le miroir total (grand champ). On observe nettement des pics aux fréquences caractéristiques du miroir ( $1/300\mu\text{m}^{-1}$ , indiquée par une ligne en pointillés noirs) ainsi que ces multiples ( $1/(300 * \sqrt{2})\mu\text{m}^{-1}$ ,  $1/(300 * 2)\mu\text{m}^{-1}$ , ...). Je prend une moyenne azimuthale pour

1. En TGV.

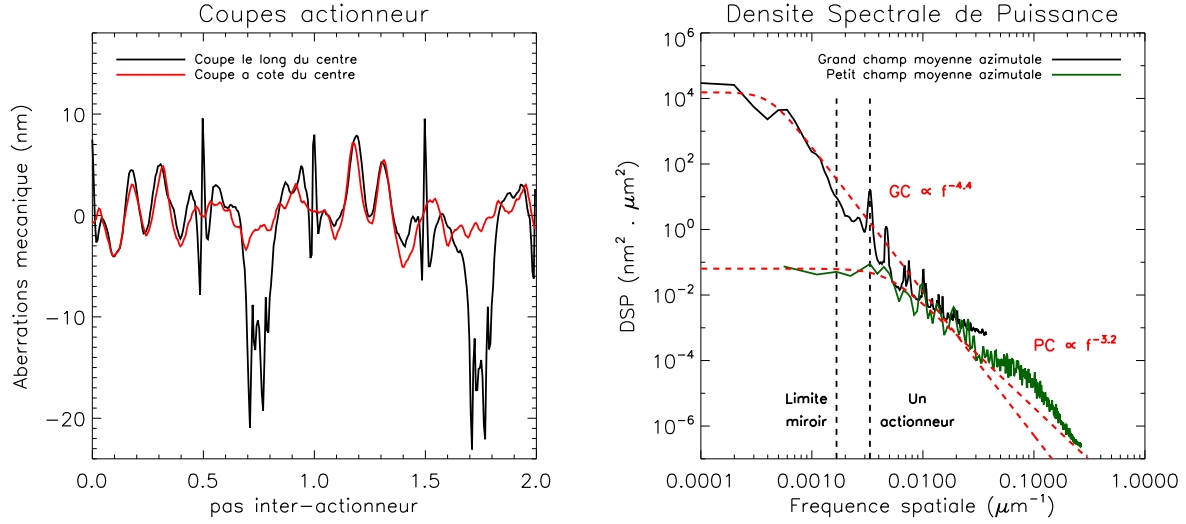


FIGURE II.3.6 – A gauche, coupes sur des actionneurs observés en petit champ, soit en plein sur le centre d’un actionneur (courbe “au pire”, en noir), soit justement en évitant à la fois les centres et les points d’évidement (courbe “au mieux”, en rouge). A droite, DSP du miroir, calculée sur tout le miroir (grand champ) et sur quelques actionneurs (petit champ). Les lignes verticales en pointillés noirs indiquent des fréquences particulières : la fréquence d’un actionneur ( $1/300\mu\text{m}^{-1}$ ) et la fréquence maximale correctible par le miroir, soit  $1/(2*300)\mu\text{m}^{-1}$ . Enfin, en rouge, j’ai ajusté des fonctions décrivant le comportement asymptotique.

moyenner ces fréquences et observer une tendance générale. Je refais la même opération pour une DSP calculée sur un petit champ. Comme dans la figure I.3.12, j’ai tracé les tendances de ces DSP azimuthales, en utilisant la fonction à 3 paramètres utilisée dans Bordé and Traub (2006) :

$$\text{DSP}(f) = \frac{\text{DSP}_0}{1 + (f/f_c)^x} \quad . \quad (\text{II.3.5})$$

Les jeux de paramètres obtenus sont reportés dans le tableau II.3.1. On obtient une tendance

	$\text{DSP}_0$ ( $\text{nm}^2 \cdot \mu\text{m}^2$ )	$f_c$ ( $\mu\text{m}^{-1}$ )	$x$
Grand champ	$1.5 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^{-4}$	4.4
Petit champ	$6.4 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-3}$	3.2

TABLE II.3.1 – Jeux de paramètre des DSP du miroir déformable en grand et en petit champ.

en l’infini en  $f^{-4.4}$  pour le grand champ et en  $f^{-3.2}$  pour le petit champ. Cependant, les défauts du miroir qui ont des fréquences avec de très faibles puissances sont sans doute parasités par d’autres sources que le miroir (miroir de référence, bruit du détecteur) et difficilement mesurable par ce banc. Cela pourrait expliquer la forme étrange de la DSP pour les défauts de fréquence supérieure à  $0.03\mu\text{m}^{-1}$  (sur la courbe verte). Je me contente de remarquer que les deux courbes sont très proches sur les parties où elles coexistent et on favorisera le chiffre de  $f^{-4.4}$  pour la décroissance asymptotique des aberrations.

J’étudie dans le paragraphe suivant le comportement d’un seul actionneur, c’est-à-dire la fonction d’influence, le couplage avec ses voisins, et la réponse lors de l’application d’une tension.

## II.3.5 Comportement d'un actionneur

Pour cette analyse, j'analyse le comportement d'un actionneur central, le 528. Je mesure sa fonction d'influence et étudie le couplage inter-actionneur dans le paragraphe II.3.5.1. J'en déduis sa réponse à une tension, sa course et son pas minimal (paragraphe II.3.5.2).

On a mesuré le déplacement de cet actionneur pour des tensions allant de 10 à 90 % (les valeurs extrêmes ont été évitées pour ne pas endommager le miroir) tandis que les reste des actionneurs était fixé à la valeur de 70%, ce qui correspondait au niveau moyen des tensions de travail sur le banc THD.

### II.3.5.1 Étude de la fonction d'influence et couplage

J'étudie la fonction d'influence  $FI$  d'un actionneur, mouvement de la surface pour une tension appliquée au miroir. J'utilise la formule suivante pour simuler  $FI$  (Huang et al., 2008) :

$$FI(\rho) = \exp \left[ \ln(\omega) \left( \frac{\rho}{d_0} \right)^\alpha \right], \quad (\text{II.3.6})$$

où  $\omega$  est le couplage inter actionneur et  $d_0$  le pas inter-actionneur.

La figure II.3.7 présente la fonction d'influence d'un actionneur central (le 528). Dans un premier temps, des tensions de 40% puis de 70% sont appliquées à cet actionneur (les autres restant à une tension de 70%). J'effectue une différence des images, représentée sur l'image de gauche. Il s'agit donc de la fonction d'influence pour une tension de -30%. La fonction d'influence n'est pas symétrique par rotation. Il s'agit d'une tache principale de forme carrée entourée d'une légère oscillation négative l'entourant.

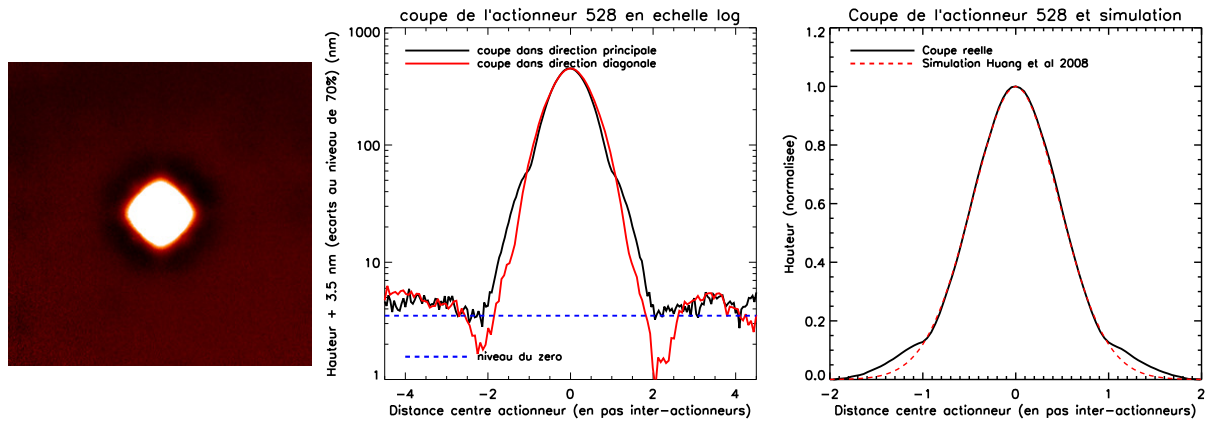


FIGURE II.3.7 – Étude d'un actionneur : fonction d'influence. À gauche, une image de la fonction d'influence d'un actionneur central. Au centre, coupes de cette fonction en échelle logarithmique selon une direction principale du miroir et selon une direction diagonale. À droite, coupe de cette fonction selon une direction principale, sur laquelle j'ai superposée une coupe d'une fonction d'influence simulée. Les abscisses sont mesurées en pas inter-actionneur et les ordonnées en nanomètres.

La figure II.3.7 montre (centre) des coupes de la fonction d'influence en échelle logarithmique dans plusieurs directions : une des directions principales du miroir, une des diagonales. La distance au centre de l'actionneur est mesurée en pas inter-actionneur. Un biais de quelques nanomètres a été ajouté à la différence entre les deux images pour éviter les valeurs négatives lors de la



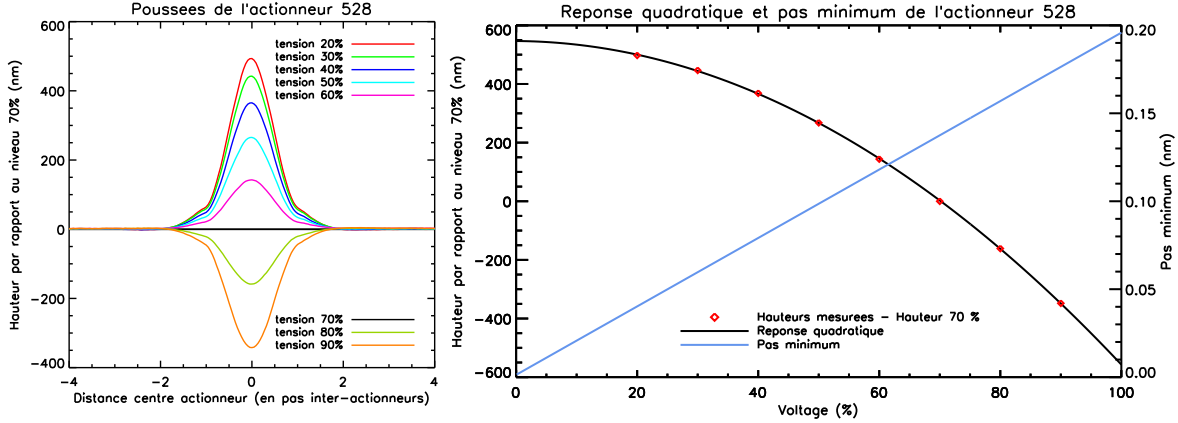


FIGURE II.3.8 – Étude d'un actionneur : course et réponse à l'application d'une tension. Gauche : fonctions d'influence pour différentes tensions appliquées. Droite : valeurs maximales de ces fonctions d'influence en rouge, et réponse quadratique à l'application d'une tension en noir. À partir du pas minimal en pourcentage ( $8.93 \cdot 10^{-3} \%$ ) j'ai tracé le pas minimal en nm pour chaque valeur de tension, en bleu. La lecture de cette courbe se fait sur l'axe de droite.

représentation en échelle logarithmique. Le niveau moyen de la surface du miroir est donc indiqué sur le graphe par une ligne pointillé bleue. Dans la direction principale, on observe une cassure de pente à une distance de 1 pas inter-actionneur, qui rajoute des “ailes” à la fonction d'influence. L'influence de l'actionneur dans cette direction est limitée à 2 pas inter-actionneur. Dans la direction diagonale, on peut voir l'oscillation négative, profonde d'environ 3 nm, soit 0.5% du maximum. A cause de celle-ci, l'influence est un peu plus grande. Elle est cependant nulle au delà d'une distance de 3 pas inter-actionneur (attention, dans cette direction les centres des actionneurs sont éloignés de  $\sqrt{2}$  pas inter-actionneur).

La figure II.3.7 (droite) montre une coupe de la fonction normalisée dans une direction principale. Le couplage inter-actionneur (hauteur de la fonction à la distance de 1 pas inter-actionneur) est de 12%, ce qui rentre bien dans les spécifications de Boston. J'ai ajusté une courbe utilisant la fonction décrite dans l'équation II.3.6. Le meilleur paramétrage donne  $\omega = 13.8 \%$  et  $\alpha = 1.8$  ( $\alpha = 1.9$  si on impose  $\omega = 12 \%$ ), ce qui prouve que la partie centrale est quasiment une gaussienne ( $\alpha = 2$ ), mais ne tient pas compte des “ailes” de la fonction d'influence. Huang et al. (2008) décrit une procédure pour introduire une dépendance azimutale dans l'équation de  $FI$  permettant à la fois de rendre compte de cet effet et de la non-symétrie par rotation. J'ai cependant plutôt choisi de prendre une  $FI$  empirique mesurée grâce aux données de l'analyse au LAM pour l'introduire dans les simulations que j'ai développées pour la prédiction et l'interprétation des performances en contraste du banc THD (voir chapitre III.1). Cette introduction a donné des résultats identiques en contraste à ceux produits par une simulation utilisant de simples Gaussiennes comme fonctions d'influence. L'utilisation de Gaussiennes pour simuler les fonctions d'influence du miroir déformable semble donc légitime.

### II.3.5.2 Étude de la réponse quadratique

La figure II.3.8 (gauche) représente la superposition des coupes dans une direction principale de la fonction d'influence d'un actionneur pour les valeurs de tensions 20%, 30%, 40%, 50%, 60%, 70%, 80%, 90% (les autres actionneurs restant à 70%). J'ai ensuite ajusté des Gaussiennes

pour toutes ces courbes : la position du maximum et la largeur de ces Gaussiennes sont fixes pour toutes les tensions appliquées. La fonction d'influence est donc identique pour toutes les valeurs de tension. La valeur maximale de la Gaussienne ajustée a été reportée grâce à des losanges rouges, en fonction de la tension, sur la figure II.3.8 (droite). J'ai ensuite ajusté une courbe quadratique (dont l'échelle peut se lire sur l'axe de gauche), en noir sur cette figure, décrivant la réponse de cet actionneur à une tension. Cette courbe me permet d'extrapoler aux valeurs de tensions 0% et 100%. De cette figure, on peut déduire que :

- la course maximale est de 1100 nm ( $1.1\mu\text{m}$ ) légèrement moins que la valeur indiquée par Boston.
- la valeur à 70% est celle qui permet de séparer cette course en deux (545 nm de course en poussant et 560 nm en tirant) et de profiter ainsi pleinement de la course du miroir déformable. A la valeur de 25%, on ne peut que profiter que de 140 nm de course dans un sens (et 850 nm dans l'autre).
- la réponse étant quadratique, la valeur du pas minimal en volt ou en % ( $8.93 \cdot 10^{-3}$ ) correspond à différents pas minimaux en nm selon l'emplacement sur cette courbe. J'ai tracé sur la figure II.3.8 (droite) la variation du pas minimal en fonction de la valeur en tension autour de laquelle il est appliqué, en bleu (dont l'échelle peut se lire sur l'axe de droite). On observe qu'une variation de  $8.93 \cdot 10^{-3}$  % autour de 70% produit un pas minimal de 0.14 nm, deux fois supérieur à la même variation autour de 25 % (pas de 0.07 nm).

Se placer autour de la valeur de 70% est judicieux si l'on cherche à profiter au maximum de la course du miroir, mais si l'on cherche à corriger des effets de phase fins, il s'agira de se placer aux voltages les plus bas possibles. J'analyse maintenant la position et le gain des actionneurs dans leur totalité.

### II.3.5.3 Gains de tous les actionneurs

En observant les positions de tous les actionneurs pour différentes tensions appliquées, j'ai vérifié que ceux-ci étaient répartis de manière régulière sur la surface, et que, quelque soit la poussée appliquée, le centre apparaissait toujours aux mêmes endroits.

Enfin, j'ai fait une rapide étude des gains pour chaque actionneur. Pour pouvoir comparer les gains deux à deux, j'ai sélectionné deux poussées (65% et 75%) et calculé la différence des hauteurs entre ces deux poussées, divisée par la hauteur de la poussée à 65%. Comme on peut le voir sur la figure II.3.8, ce calcul donne une valeur autour de 2 pour l'actionneur 528. La carte des gains est présentée sur la figure II.3.9. Le déroulement de la phase de certains actionneurs (une quarantaine sur les 1024) n'a pas correctement fonctionné. Ces actionneurs sont donc indiqués en noir. Les autres présentent des gains égaux en moyenne à 2.08, avec une variation de 0.03 (RMS, soit 1%) ou 0.4 (PV, soit 20%).

Je finis cette étude par un inventaire des différentes pathologies d'actionneur que j'ai rencontrées ainsi que des solutions qui ont été mises en place pour les pallier.

## II.3.6 Actionneurs endommagés

### II.3.6.1 Actionneur lent

L'actionneur 841 répond bien à nos consignes en tension mais seulement après un certain temps. Le banc de Marseille n'étant pas adapté à une étude temporelle (l'introduction de différences de marche limite la fréquence de mesure), j'ai étudié cet actionneur en utilisant la méthode de mesure de la phase développée sur le banc THD avec la *self-coherent camera* (qui sera décrite

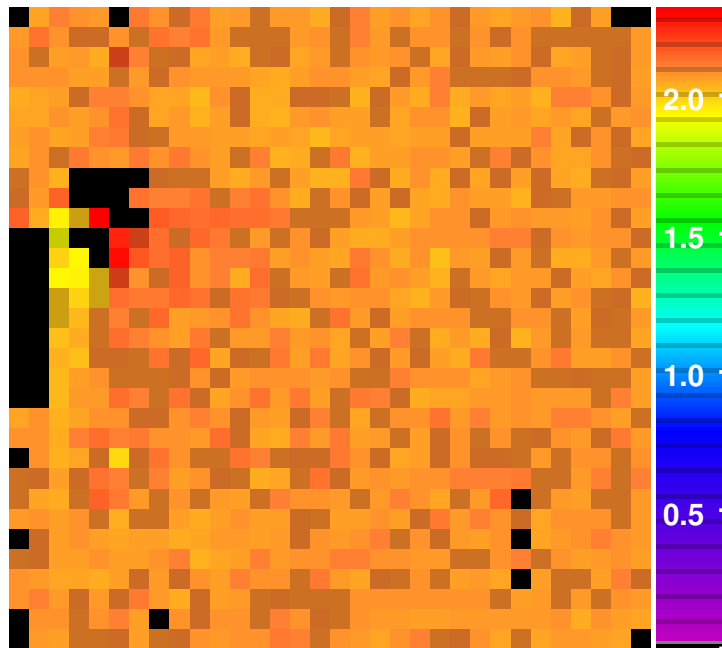


FIGURE II.3.9 – Carte des gains des actionneurs. Certains actionneurs n'ont pas déroulés correctement et sont donc indiqués en noir.

dans Mazoyer et al., 2013a). J'ai ainsi pu examiner la réponse temporelle de cet actionneur après une commande de +5% et la comparer avec celui d'un actionneur normal (le 777). A partir d'un niveau du miroir à 70%, j'ai tout d'abord envoyé une commande de mise à 75% pour chacun de ces deux actionneurs l'un après l'autre, attendue que cette commande soit exécutée, puis envoyé une commande pour le renvoyer à la tension initiale. La figure II.3.10 présente les résultats obtenus, pour l'actionneur normal (777) à gauche et pour l'actionneur lent (841) à droite. La fréquence de mesure est légèrement variable mais vaut en moyenne 105 ms pour un temps de pose de 5 ms. En abscisse est indiqué le temps en secondes en prenant comme origine la date de l'envoi de la commande de +5%. Cette méthode de mesure ne donne pas une mesure absolue de la course et je normalise donc le résultat par rapport au niveau moyen avant la mise à +5% (0% de la course), et après la mise à +5% (100% de la course).

Pour l'actionneur 777, le temps d'application de la commande est inférieur à la période de mesure (105 ms en moyenne). Ce résultat est cohérent avec le temps de réponse d'un actionneur annoncé par le constructeur ( $< 20\mu\text{s}$ ) bien qu'on ne puisse pas en dire plus par cette méthode. Pour l'actionneur mou, on observe une réponse ralentie autant à la montée qu'à la descente. J'ai calculé le temps à 95% à la montée (7.5 s) et à la descente (8.1 s). J'ai aussi calculé le gain statique de cet actionneur pour vérifier qu'il se rend bien à la même position que les autres, malgré son retard. Ce gain est tout à fait comparable à celui d'actionneurs sains et il est donc légitime de réintroduire cet actionneur dans la pupille.

### II.3.6.2 Actionneurs couplés

L'actionneur 197 répond quant à lui aux commandes appliquées à l'actionneur 863, situé à l'autre bout du miroir déformable. Il semblerait que l'actionneur 197 ait une certaine autonomie, mais en cas de grandes différences en tensions appliquées à ces deux actionneurs, celui-ci suit la

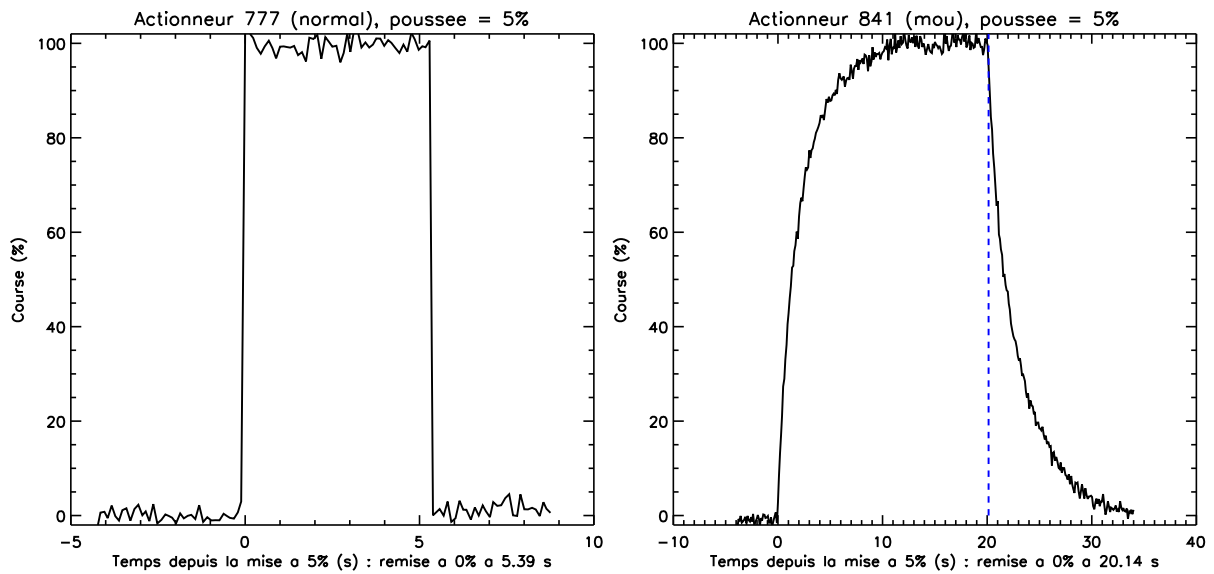


FIGURE II.3.10 – Étude de l'actionneur 841. Réponse temporelle à l'ajout d'une tension de 5% pour un actionneur normal (à gauche) et l'actionneur 841 (à droite). Partant d'une tension de 70%, on passe à 75% à 0 s, puis on repasse à 70% à 5.39 s pour l'actionneur normal et à 20.14 s pour l'actionneur 841. L'ordonnée est en % de la course de ces actionneurs, l'abscisse en secondes depuis la commande de +5%. La droite en pointillés bleus indique l'envoi de la commande de retour à 70%.

commande appliqué sur le 863. J'ai vérifié que si on leur applique à tous deux la même tension, les deux actionneurs ont un gain comparable aux autres actionneurs. L'actionneur 863 est heureusement hors pupille et l'on peut donc lui appliquer des valeurs aléatoires sans compromettre la correction. On a donc depuis, durant la correction, appliqué systématiquement la valeur calculée pour l'actionneur 197 à ces deux actionneurs simultanément.

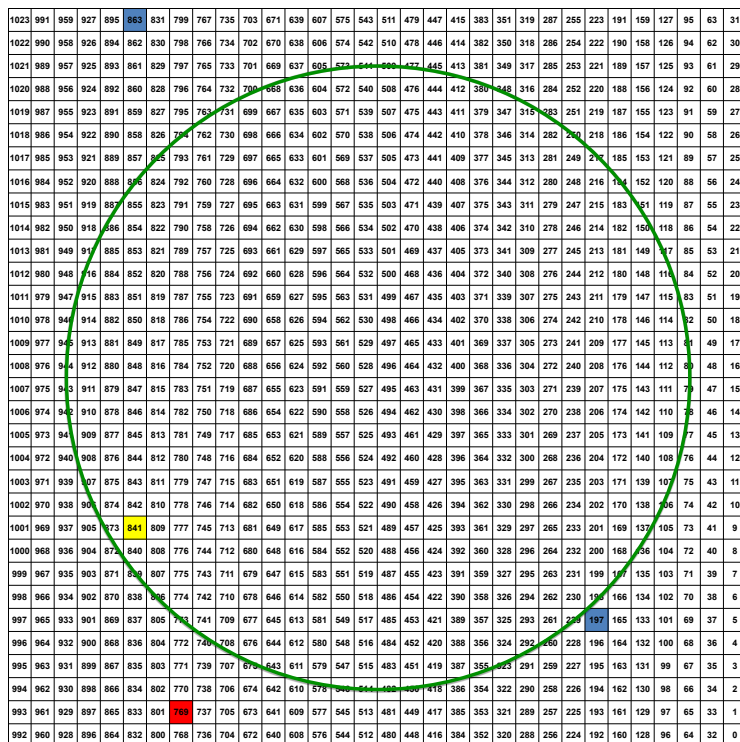
### II.3.6.3 Actionneur mort

Enfin, l'actionneur 769 ne répond pas à nos commandes. Il s'agit d'un actionneur situé l'avant dernière ligne avant le bord du miroir. Il est possible qu'il se soit cassé durant le transfert pour les tests au LAM, mais le fait qu'il soit assez loin hors-pupille aurait pu rendre une telle panne invisible pendant nos études antérieures sur le miroir. Cet actionneur est collé à la valeur de 0% quelle que soit la valeur appliquée en tension. Cependant, j'ai vérifié qu'il n'a pas d'influence particulière au delà de la zone de 2 actionneurs.

## II.3.7 Conséquences sur le banc

L'identification des actionneurs défectueux et les solutions trouvées pour palier leur dysfonctionnements ont permis de recentrer la pupille sur le miroir déformable. La figure II.3.11 montre la position de la pupille sur le miroir après l'étude au LAM. Ce centrage permet d'éloigner de la bordure du miroir et de limiter l'introduction dans la pupille d'aberrations non correctibles par le miroir déformable. Enfin, la valeur moyenne des tensions durant la correction a récemment été abaissée de 70% à 25% pour gagner un facteur 2 dans le pas minimal accessible.

Actionneurs endommagés et nouvelle pupille



- Actionneur ne répondant plus (collé)
- Actionneurs couplés
- Actionneur répondant lentement

FIGURE II.3.11 – Cette étude a permis d'identifier précisément les causes des pannes sur le miroir et de re-centrer la pupille sur le miroir (en vert) en incluant les actionneurs 197 et 841.

## Conclusion

Dans cette partie, j'ai présenté le banc THD de l'observatoire de Meudon. J'ai réalisé sur ce banc toutes les mesures expérimentales qui sont présentées dans la partie suivante. Deux composants majeurs de ce banc (le détecteur Neo et le miroir déformable) ont aussi été analysés de façon précise. Cette étude a permis une amélioration des performances qui sera décrite dans la partie suivante.

## Troisième partie

### La *self-coherent camera*

*Quand les mystères sont très malins, ils se cachent dans la lumière.*

Jean Giono, *Ennemonde et autres caractères*

*A simpler method would be to use the imaging camera as the wavefront sensor.*

*Malbet et al. (1995)*



Cette partie présente mon travail de recherche sur la *self-coherent camera*. J’ai choisi d’intégrer les deux articles que j’ai publiés dans *Astronomy & Astrophysics* au sein de cette thèse et ils occuperont la majorité de cette partie. Avant toute chose cependant, il est nécessaire de rappeler que mon travail s’inscrit dans une perspective qui remonte à bien avant mon arrivée<sup>2</sup> sur le banc THD.

L’instrument tel qu’il est décrit dans [Baudoz et al. \(2006\)](#); [Galicher and Baudoz \(2007\)](#) est avant tout une méthode de post-traitement. L’instrument est à l’origine très proche de la méthode décrite dans [Guyon \(2004\)](#) ou [Codona and Angel \(2004\)](#) avec deux voies séparées qui interfèrent dans le plan focal final. L’une des voies est filtrée spatialement pour éliminer la lumière planétaire. Un premier doctorat ([Galicher, 2009](#)) est alors lancé sur cet instrument, sous la direction de Pierre Baudoz et Gérard Rousset, durant lequel deux grandes avancées théoriques sont faites :

- l’utilisation de la *self-coherent camera* comme méthode d’estimation de la phase, ce qui permet de faire de la correction active de *speckles* avant toute technique post-traitement ([Galicher et al., 2008](#)).
- le diaphragme de Lyot modifié, qui permet de se passer de la seconde voie et du filtre spatial (car la lumière diffractée hors-axe est uniquement stellaire) et qui transforme cet instrument en un élégant montage de trous d’Young ([Galicher et al., 2010](#)).

Durant le second doctorat sur cet instrument ([Mas, 2012](#)), encore sous la direction de Pierre Baudoz et Gérard Rousset, l’équipe s’est concentrée sur la réalisation expérimentale de la *self-coherent camera*, pour finalement obtenir les premiers résultats expérimentaux. Cela a nécessité tout d’abord une étude des composants du banc, que j’ai continuée dans la partie II de ce manuscrit. Ensuite, une première étude paramétrique de la *self-coherent camera* (taille du Lyot, niveau d’erreur initial) a été menée, que j’ai poursuivie ([Mazoyer et al., 2012, 2013a](#)). Enfin, certains des problèmes spécifiques posés par la réalisation d’une boucle d’asservissement fermée sur un banc haut contraste ont été traités. Parmi eux, on pourra citer le développement d’une boucle tip-tilt ([Mas et al., 2012](#)) ou encore la méthode de la matrice de contrôle synthétique, que je décris et utilise dans [Mazoyer et al. \(2013a\)](#).

Étant le troisième doctorant sur ce banc, toujours sous la direction de Pierre Baudoz et Gérard Rousset, j’ai pu profiter, dès le début de ma thèse, d’un banc haut contraste en état de marche. Cela m’a permis de mener une étude paramétrique en simulation et expérimentale sur la *self-coherent camera* et de publier rapidement le premier article de résultats expérimentaux sur cet instrument (chapitre III.2). Cet article peut être compris directement à partir des explications données dans le paragraphe I.4.4 et j’ajouterai juste auparavant, dans le chapitre III.1, une brève description des outils de simulation que j’ai utilisés pour prédire et analyser les données expérimentales de ma thèse. Cependant, dès le début de mon doctorat, une nouvelle approche de la *self-coherent camera* a été développée. Avec cette nouvelle méthode, qui sera décrite plus précisément dans le chapitre III.3, j’ai pu obtenir des résultats expérimentaux jusqu’à 13 fois meilleurs en contraste, présentés dans le paragraphe III.3.3. J’ai aussi testé les performances avec différentes bandes spectrales étroites et montré les limites du banc tel qu’il était alors équipé en large bande.

Les limites que j’ai mises en évidence ont servi à définir la future orientation du banc (nouveaux coronographes, corrections spécifiques des erreurs d’amplitude). Certaines de ces améliorations ont déjà été mises en place sur le banc, en particulier par un quatrième doctorant

---

2. En 2006, je découvrais seulement les trous d’Young !



(Jacques-Robert Delorme, sous la direction de Raphaël Galicher et Gérard Rousset), mais je n'ai plus travaillé directement sur celui-ci depuis septembre 2013 pour me consacrer à l'étude de disques (voir partie [IV](#)). Ces développements, que j'ai suivi au jour le jour, seront évoqués dans le chapitre [III.4](#).

# Chapitre III.1

## Modélisation numérique

J'introduis dans ce chapitre les outils de simulation que j'ai utilisés durant ma thèse. Je commencerai par décrire le code sur lequel je me suis basé pour mettre en place mes simulations (paragraphe III.1.1) puis les améliorations que j'y ai apportées (paragraphe III.1.2). Finalement une dernière partie de ce chapitre sera consacrée aux améliorations futures du code.

### III.1.1 Le code de simulation numérique MEHICI

Le code de simulation MEHICI (*MEudon High Contrast Imaging Code*) a été développé en IDL par Raphaël Galicher en 2010. A l'origine, il s'agit d'un code pour simuler les performances d'un télescope spatial en imagerie directe utilisant la coronagraphie, un système de correction active des *speckles* et un IFS. A ce titre, il a été utilisé pour les simulations de la mission SPICES (Maire et al., 2012). Avant mon arrivée, il contenait plusieurs modules :

- a. Création d'un cube d'images coronographiées à différentes longueurs d'onde, comportant une étoile et une ou plusieurs planètes différentes, pour un niveau d'aberrations donné (niveau RMS et DSP) en phase et en amplitude. Je peux choisir le type de coronographe (FQPM, vortex, parfait) et le niveau des aberrations. Afin d'éviter les erreurs d'échantillonnage, le coronographe FQPM est simulé en utilisant une pupille spécifique permettant, dans le cas où il n'y pas d'aberration, d'obtenir une extinction totale (Mas et al., 2012). Si l'on choisit l'option, la meilleure correction du front d'onde accessible au miroir déformable (voir annexe de Bordé and Traub, 2006) est appliquée à un miroir idéal (correction de toutes les fréquences en dessous d'une fréquence de coupure), créant ainsi un DH.
- b. Normalisation des images du cube par des spectres réalistes d'étoiles et de planètes. Introduction de bruits de détections (bruit de photons et de détecteur) et de la lumière exozodiacale.
- c. Utilisation de la *self-coherent camera* en post-traitement et mesure des spectres des planètes.

Ce code, très complet, ne permettait cependant pas la simulation d'une correction réaliste des erreurs de phase et d'amplitude.

### III.1.2 Développements

Je me suis intéressé uniquement dans ma thèse à la partie **a.** de ce code. A partir des outils déjà codés (coronographe et *self-coherent camera* en post-traitement, possibilité d'une étude en multi-longueur d'onde), j'ai développé un outil permettant de modéliser le banc THD. Étant le

seul a développer ce code, toutes les améliorations mentionnées ci-dessous ont été réalisées par moi durant mon travail de thèse.

**Estimation** A partir de l'image frangée du plan focal de la *self-coherent camera*, l'estimation se fait, comme expliqué au paragraphe I.4.4.2, par une transformée de Fourier, la sélection d'un pic secondaire, son centrage et une transformée de Fourier inverse pour récupérer  $I_-$  (défini dans l'équation I.4.4). A partir de  $I_-$ , deux estimateurs différents ont été développés pour la correction avec la *self-coherent camera*. Ces deux méthodes seront décrites dans les chapitres III.2 et III.3. J'ai intégré ces deux estimations à partir de l'image frangée dans le code MEHICI. J'ai aussi mis en place dans ce code la possibilité d'utiliser plusieurs diaphragmes de référence dans le plan de Lyot, technique qui sera évoquée dans le paragraphe III.4.2.1.

**Miroir déformable** J'ai développé une simulation de miroir déformable plus réaliste utilisant un nombre fini d'actionneurs ponctuels. J'ai pu intégrer dans ma simulation les fonctions d'influence empiriquement mesurées grâce à l'étude au LAM (voir chapitre II.3). Avant cette étude, les fonctions d'influence du miroir déformable étaient simulées grâce à l'équation II.3.6 avec  $\omega = 0.15$  pour le couplage et  $\alpha = 2$  (soit une Gaussienne). J'ai vérifié que cette intégration ne changeait rien aux résultats en contraste et je suis donc resté avec des fonctions d'influence Gaussiennes. Grâce à cette étude, j'ai aussi vérifié que les surfaces obtenues sur le miroir déformable pour certaines tensions appliquées (en particulier, la base des sinus et des cosinus de Poyneer and Véran, 2005) étaient cohérentes avec celles que je simulais.

**Matrice d'interaction** J'ai développé la création d'une matrice d'interaction et son inversion par la méthode SVD pour le calcul de la matrice de commande et la correction en boucle fermée. Cette partie est décrite dans Mazoyer et al. (2013a).

**Correction** Grâce à cette matrice, j'ai mis en place, en introduisant un gain ajustable, la correction en plusieurs itérations des *speckles* dans le DH. Ce code permet aussi la correction d'aberrations de phase et d'amplitude simultanément avec un seul miroir déformable (Bordé and Traub, 2006). J'ai développé la possibilité d'ajouter un bruit de détecteur à chaque itération pour perturber la correction. A la fin de cette correction, la phase corrigée par le miroir ainsi créée est réinsérée dans la partie **b** du code MEHICI et permet de simuler la réponse d'un télescope spatial au front d'onde ainsi introduit. J'obtiens ainsi un code permettant de simuler des corrections réalistes sur le banc incluant une paramétrisation complète.

**Paramètres** Sans décrire tout les paramètres accessibles à ce code, je m'intéresse ici à certains qui, bien que modifiables, sont restés constants pendant toute ma thèse. L'échantillonnage est ainsi 4 pixels par  $\lambda/D$  et une image de 512 pixels. J'ai aussi utilisé une DSP en  $f^{-2}$  pour simuler les aberrations de phase dans la pupille. Cette hypothèse est sans doute assez pessimiste. L'influence de ce paramètre sur les performances de la correction a été étudiée dans Galicher (2009). Enfin, comme je l'explique dans mes deux articles, j'ai utilisé dans mes simulations une carte des aberrations d'amplitude mesurée sur le banc grâce à l'enregistrement d'une image de l'intensité en plan pupille (Figure 11, Mazoyer et al., 2013a).

### III.1.3 Futures améliorations de MEHICI

Ce code, comme cette thèse, reste pour le moment dans le cadre de l'optique de Fourier et n'intègre donc pas de simulation de la propagation à distance finie. Cependant, cette simulation deviendra absolument nécessaire si l'on veut continuer à utiliser MEHICI pour un futur développement du banc avec plusieurs miroirs déformables, dans le but de corriger plus efficacement les aberrations d'amplitude.

Enfin, il pourrait être intéressant de développer des méthodes de modulation temporelle (diversité de phase, EFC) dans ce même code pour commencer une comparaison avec la *self-coherent camera* en simulation, avant d'envisager une comparaison expérimentale.



## Chapitre III.2

# La *self-coherent camera* comme analyseur de front d'onde en plan focal (Mazoyer et al., 2013a)

Ce chapitre est intégralement constitué par l'article Mazoyer et al. (2013a). La méthode de la *self-coherent camera* comme analyseur de front d'onde y est présentée avec les mêmes notations que celles introduites dans le tableau 1 (page 23).

Dans une première partie, je décris une méthode permettant d'estimer la phase et l'amplitude en plan pupille en amont du coronographe à partir de n'importe quelle méthode mesurant le champ complexe  $A_S$  des *speckles* dans le plan focal après coronographe. Cette méthode permet même d'accéder à la phase présente dans le plan de la pupille mais masquée dans celui du diaphragme de Lyot. Je montre enfin que cette méthode, utilisée avec un seul miroir déformable, peut corriger soit les erreurs de phase uniquement (DH complet), soit la phase et en amplitude simultanément (demi-DH) en utilisant la méthode décrite dans Bordé and Traub (2006) et dans le paragraphe I.4.1.

Je montre ensuite que la *self-coherent camera* permet justement de remonter au champ complexe  $A_S$ . L'association de ces deux méthodes permet donc un accès à la phase et à l'amplitude dans le plan pupille avant le coronographe. Elle m'a permis par exemple de réaliser l'étude du temps de réponse de l'actionneur lent présentée dans le paragraphe II.3.6.1.

Je présente ensuite les performances en contraste atteintes sur le banc THD avec cette méthode pour un FQPM et un miroir déformable 1024 actionneurs, en lumière monochromatique. Je décris rapidement les limitations de cette méthode. Ces limitations seront développées dans le chapitre III.3 lorsque j'introduirai les solutions que j'ai mises en place pour les dépasser.

Enfin, une étude paramétrique expérimentale est effectuée sur la *self-coherent camera* à la fin de cet article. J'ai en particulier étudié l'influence du choix de la taille de la zone de correction sur les performances. Ces analyses et résultats ont été obtenus avec la pupille décentrée sur le miroir déformable (voir figure II.3.2), les tests à Marseille étant postérieurs.

# Estimation and correction of wavefront aberrations using the self-coherent camera: laboratory results

J. Mazoyer<sup>1</sup>, P. Baudoz<sup>1</sup>, R. Galicher<sup>1</sup>, M. Mas<sup>2</sup>, and G. Rousset<sup>1</sup>

<sup>1</sup> LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC Paris 6 and Denis Diderot Paris 7, Meudon, France  
e-mail: [joan.mazoyer@obspm.fr](mailto:joan.mazoyer@obspm.fr)

<sup>2</sup> Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, CNRS, Aix-Marseille Univ., Marseille, France

Received 15 April 2013 / Accepted 20 June 2013

## ABSTRACT

**Context.** Direct imaging of exoplanets requires very high contrast levels, which are obtained using coronagraphs. But residual quasi-static aberrations create speckles in the focal plane downstream of the coronagraph which mask the planet. This problem appears in ground-based instruments as well as in space-based telescopes.

**Aims.** An active correction of these wavefront errors using a deformable mirror upstream of the coronagraph is mandatory, but conventional adaptive optics are limited by differential path aberrations. Dedicated techniques have to be implemented to measure phase and amplitude errors directly in the science focal plane.

**Methods.** First, we propose a method for estimating phase and amplitude aberrations upstream of a coronagraph from the speckle complex field in the downstream focal plane. Then, we present the self-coherent camera, which uses the coherence of light to spatially encode the focal plane speckles and retrieve the associated complex field. This enabled us to estimate and compensate in a closed loop for the aberrations upstream of the coronagraph. We conducted numerical simulations as well as laboratory tests using a four-quadrant phase mask and a  $32 \times 32$  actuator deformable mirror.

**Results.** We demonstrated in the laboratory our capability to achieve a stable closed loop and compensated for phase and amplitude quasi-static aberrations. We determined the best-suited parameter values to implement our technique. Contrasts better than  $10^{-6}$  between 2 and  $12 \lambda/D$  and even  $3 \times 10^{-7}$  (rms) between 7 and  $11 \lambda/D$  were reached in the focal plane. It seems that the contrast level is mainly limited by amplitude defects created by the surface of the deformable mirror and by the dynamic of the detector.

**Conclusions.** These results are promising for a future application to a dedicated space mission for exoplanet characterization. A number of possible improvements have been identified.

**Key words.** instrumentation: high angular resolution – instrumentation: adaptive optics – techniques: high angular resolution

## 1. Introduction

Direct imaging is crucial to increase our knowledge of extra-solar planetary systems. On the one hand, it can detect long-orbit planets that are inaccessible for other methods (transits, radial velocities). On the other hand, it allows the full spectroscopic characterization of the surface and atmosphere of exoplanets. In a few favorable cases, direct imaging has already enabled the detection of exoplanets (Kalas et al. 2008; Lagrange et al. 2009) and even of planetary systems (Marois et al. 2008, 2010). However, the main difficulties of this method are the high contrast and small separation between the star and its planet. Indeed, a contrast level of  $10^{-10}$  has to be reached within a separation of  $\sim 0.1''$  or lower to allow the detection of rocky planets.

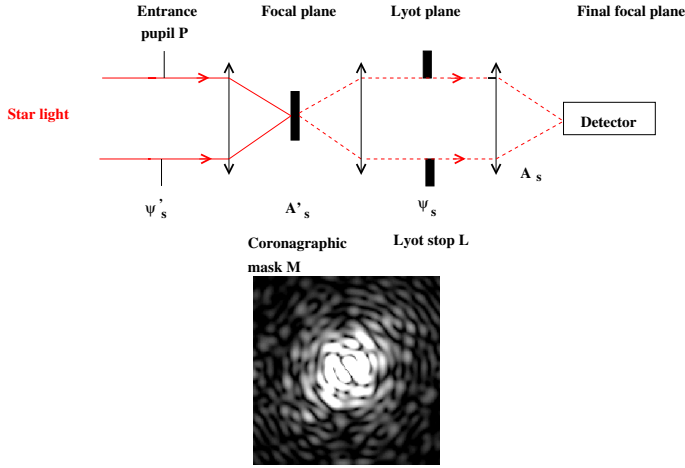
To reduce the star light in the focal plane of a telescope, several coronagraphs have been developed, such as the four-quadrant phase mask (FQPM) coronagraph (Rouan et al. 2000), the vortex coronagraph (Mawet et al. 2005) and the phase-induced amplitude apodization coronagraph (Guyon et al. 2005). However, the performance of these instruments is drastically limited by phase and amplitude errors. Indeed, these wavefront aberrations induce stellar speckles in the image, which are leaks of the star light in the focal plane downstream of the coronagraph. When classical adaptive optics (AO) systems correct for most of the dynamic wavefront errors that are caused by to atmosphere, they use a dedicated optical channel for the wavefront sensing. Thus, they cannot detect quasi-static non-common path aberrations (NCPA) created in the differential optical paths by

the instrument optics themselves. These NCPA have to be compensated for using dedicated techniques, for ground-based telescopes as well as for space-based instruments.

Two strategies have been implemented to overcome the quasi-static speckle limitation. First, one can use differential imaging techniques to calibrate the speckle noise in the focal plane. These methods can use either the spectral signature and polarization state of the planet or differential rotation in the image (Marois et al. 2004, 2006). Second, even before applying these post-processing techniques, an active suppression of speckles (Malbet et al. 1995) has to be implemented to reach very high contrasts. It uses a deformable mirror (DM) controlled by a specific wavefront sensor that is immune against NCPA. The techniques developed for this purpose include dedicated instrumental designs (Guyon et al. 2009; Wallace et al. 2010), or creating of known phases on the DM (Bordé & Traub 2006; Give' on et al. 2007) to estimate the complex speckle field.

Ground-based instruments that combine these two strategies are currently being developed, such as SPHERE (Beuzit et al. 2008) and GPI (Macintosh et al. 2008), to detect young Jupiter-like planets with an expected contrast performance of  $10^{-6}$  at  $0.5''$ . Better contrasts might be achieved to reach the rocky planet level with instruments using dedicated active correction techniques embedded in space telescopes (Trauger & Traub 2007).

In this context, we study a technique of wavefront sensing in the focal plane that allows an active correction in a closed loop.



**Fig. 1.** Principle of a coronagraph (*top*). Aberrations in the entrance pupil plane induce speckles in the focal plane (*bottom*).

This paper has two main objectives. First we give an overview of how the amplitude and phase errors upstream of a coronagraph can be retrieved from the complex amplitude of the speckle field (Sect. 2) and how they can be compensated for using a DM (Sect. 3). In Sect. 4, we introduce the self-coherent camera (SCC; Baudoz et al. 2006; Galicher et al. 2008). This instrument uses the coherence of the stellar light to generate Fizeau fringes in the focal plane and spatially encode the speckles. Using both the aberration estimator and the SCC, we are able to correct phase and amplitude aberrations. The second objective of the paper is a laboratory demonstration of the active correction and an experimental parametric study of the SCC (Sect. 5).

## 2. Wavefront estimator in the focal plane of a coronagraph

In this section, we aim to prove that one can retrieve the wavefront upstream of the coronagraph using the measured complex amplitude of the electric field in the focal plane downstream of the coronagraph. We assume in the whole section that we can measure this complex amplitude without error using an undetermined method. We describe one type of this method (the SCC) in Sect. 4. In Sect. 2.1, we express the complex electric field that is associated to the speckles as a function of the wavefront errors in the pupil upstream of a phase mask coronagraph. From this expression, we propose an estimator of the wavefront errors from the speckle electric field (Sect. 2.2) and analyze its accuracy for an FQPM (Sect. 2.3).

### 2.1. Expression of the complex amplitude of speckles in the focal plane as a function of the initial wavefront

We consider here a model of a phase mask coronagraph using Fourier optics. Figure 1 (*top*) presents the principle of a coronagraph. We assume that the star is a spatially unresolved monochromatic source centered on the optical axis. The stellar light moves through the entrance pupil  $P$ . Behind this pupil, the beam is focused on the mask  $M$  in the focal plane, which diffracts the light. Hence, the non aberrated part of the stellar light is rejected outside of the imaged pupil in the next pupil plane and is stopped by the Lyot stop diaphragm  $L$ . The aberrated part of the beam goes through the Lyot stop, producing speckles on the detector in the final focal plane (Fig. 1, *bottom*).

We note with  $\alpha$  and  $\phi$  the amplitude and phase aberrations in the entrance pupil plane and define the complex wavefront aberrations  $\Phi$  as

$$\Phi = \phi + i\alpha. \quad (1)$$

The complex amplitude of the star in the entrance pupil plane  $\psi'_s$  can be written as

$$\psi'_s(\xi, \lambda) = \psi_0 P(\xi) \exp(i\Phi(\xi)), \quad (2)$$

where  $\psi_0$  is the mean amplitude of the field over the pupil  $P$ ,  $\xi$  the coordinate in the pupil plane and  $\lambda$  the wavelength. We assume that the aberrations are small and defined in the pupil  $P$  ( $P\Phi = \Phi$ ), thus

$$\frac{\psi'_s(\xi, \lambda)}{\psi_0} \simeq P(\xi) + i\Phi(\xi). \quad (3)$$

The complex amplitude of the electric field  $A'_s$  behind the coronagraphic mask  $M$  in the first focal plane is

$$A'_s = \mathcal{F}[\psi'_s] M, \quad (4)$$

where  $\mathcal{F}$  is the Fourier transform. Using Eq. (3), we can write the electric field  $\mathcal{F}^{-1}(A'_s)$  before the Lyot stop

$$\frac{\mathcal{F}^{-1}[A'_s]}{\psi_0} = P * \mathcal{F}^{-1}[M] + i\Phi * \mathcal{F}^{-1}[M], \quad (5)$$

where  $*$  is the convolution product. We call  $\Phi_M$  the aberrated part of the field after the coronagraph:

$$\Phi_M = \phi_M + i\alpha_M = \Phi * \mathcal{F}^{-1}[M]. \quad (6)$$

After the Lyot stop  $L$ , the electric field  $\psi_s$  is

$$\frac{\psi_s}{\psi_0} = (P * \mathcal{F}^{-1}[M])L + i\Phi_M L. \quad (7)$$

We assume a coronagraph for which the non aberrated part of the electric field is null inside the imaged pupil. This property of the perfect coronagraph (Cavarroc et al. 2006) has also been demonstrated analytically for several phase coronagraphs such as FQPM coronagraphs (Abe et al. 2003) and vortex coronagraphs (Mawet et al. 2005). The remaining part  $\Phi_L$  of the normalized electric field after the Lyot stop reads

$$\Phi_L = \phi_L + i\alpha_L = \Phi_M L = (\Phi * \mathcal{F}^{-1}[M])L. \quad (8)$$

In the final focal plane, the complex amplitude  $A_s$  is

$$\begin{aligned} A_s &= \psi_0 \mathcal{F}[i\Phi_L], \\ A_s &= \psi_0 \mathcal{F}[i(\Phi * \mathcal{F}^{-1}[M])L], \\ A_s &= i\psi_0 (\mathcal{F}[\Phi]M) * \mathcal{F}[L]. \end{aligned} \quad (9)$$

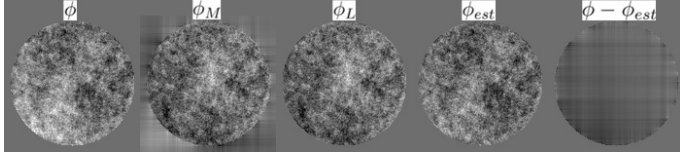
This complex amplitude is directly related to the wavefront aberrations in the entrance pupil. If one can measure  $A_s$ , we can invert Eq. (9) and retrieve the complex wavefront errors  $\Phi$  in the entrance pupil.

### 2.2. Wavefront estimator

We still assume in this section that an undefined method provides access to  $A_s$ . Using this complex amplitude  $A_s$  as the measurement, we therefore propose the following estimator  $\Phi_{\text{est}}$  for the wavefront:

$$\Phi_{\text{est}} = i\mathcal{F}^{-1} \left[ \frac{A_s}{M\psi_0} \right] P. \quad (10)$$





**Fig. 2.** Simulations of an aberrated phase in the entrance pupil plane ( $\phi$ ), and the real part of the field in the next pupil plane before ( $\phi_M$ ) or after ( $\phi_L$ ) the Lyot pupil. We also show the estimate ( $\phi_{\text{est}}$ ) and the difference between  $\phi_{\text{est}}$  and  $\phi$ .  $L = P$  in this case.

This estimator can be used for any phase mask coronagraph (for which  $M$  is nonzero over the full focal plane). To justify the pertinence of this estimator, we can re-write it using the variables of our model. Using Eq. (9), in a noise-free measurement case, this estimator reads

$$\Phi_{\text{est}} = \left[ ((\Phi * \mathcal{F}^{-1}[M])L) * \mathcal{F}^{-1} \left[ \frac{1}{M} \right] \right] P. \quad (11)$$

Theoretically, if no Lyot stop is applied ( $L = 1$ ), Eq. (11) becomes  $\Phi_{\text{est}} = P\Phi = \Phi$ . We propose this estimator based on the assumption that most of the information about the aberrations is not diffracted outside of the imaged pupil by the coronagraphic mask. Therefore, using this assumption, we intuit that for  $L \approx P$ , we still have  $\Phi_{\text{est}} \approx \Phi$ . This assumption is verified by the simulation in Sect. 2.3, and by the experiment described in Sect. 5.

For a symmetrical phase mask such as the FQPM, either  $\mathcal{F}^{-1}[M]$  and  $\mathcal{F}^{-1} \left[ \frac{1}{M} \right]$  are real. Thus, in the estimator we can separate the real ( $\phi_{\text{est}}$ ) and imaginary part ( $\alpha_{\text{est}}$ ) of the estimator in Eq. (11):

$$\begin{cases} \phi_{\text{est}} = \left[ ((\phi * \mathcal{F}^{-1}[M])L) * \mathcal{F}^{-1} \left[ \frac{1}{M} \right] \right] P \\ \alpha_{\text{est}} = \left[ ((\alpha * \mathcal{F}^{-1}[M])L) * \mathcal{F}^{-1} \left[ \frac{1}{M} \right] \right] P. \end{cases} \quad (12)$$

This relation ensures that within the limits of our model, this estimator independently provides estimates of the phase and amplitude aberrations.

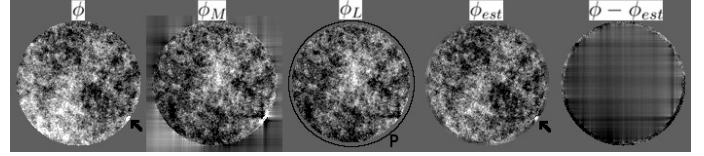
### 2.3. Performance of the estimation

In this section we test the accuracy of the estimation  $\phi_{\text{est}}$  for a phase aberration  $\phi$  and no amplitude aberrations ( $\alpha = 0$ ). In the following numerical simulations, we assumed an FQPM coronagraph. It induces a phase shift of  $\pi$  in two quadrants with respect to the two others quadrants. We simulated FQPM coronagraphs in this paper using the method described in Mas et al. (2012). This coronagraph is completely insensitive to some aberrations, for instance to one of the astigmatism aberrations (Galicher 2009; Galicher et al. 2010). Because these aberrations introduce no aberration inside the Lyot pupil, we are unable to estimate them. We assumed an initial phase with aberrations of 30 nm root mean square (rms) over the pupil at  $\lambda = 635$  nm, with a power spectral density (PSD) in  $f^{-2}$ , where  $f$  is the spatial frequency.

In these simulations, we studied two cases. First, we used a Lyot pupil of the same diameter as the entrance pupil ( $L = P$ ). Then, we studied the case of a reduced Lyot ( $D_L < D_P$ , where  $D_L$  and  $D_P$  are the diameters of the Lyot and entrance pupil, respectively).

#### 2.3.1. Case $L = P$

Figure 2 shows the effect of phase-only aberrations  $\phi$  in different planes of the coronagraph. Starting from the left, we represent



**Fig. 3.** Simulations of an aberrated phase with a localized default in the entrance pupil plane ( $\phi$ ), and in the next pupil plane ( $\phi_M$ ,  $\phi_L$ ). We represent the entrance pupil size by a dark ring around  $\phi_L$ . We show the estimate ( $\phi_{\text{est}}$ ) and the difference between  $\phi_{\text{est}}$  and  $\phi$  in the last two images.  $D_L = 95\% D_P$  in this case.

the initial phase  $\phi$ , the real part of the amplitude due to the aberrations  $\phi_M$  ( $\phi_L$ ) before the Lyot stop (after the Lyot stop), derived from Eq. (6) (Eq. (8)) for phase-only aberrations. The last two images are the estimator  $\phi_{\text{est}}$  and the difference between the estimate and the entrance phase aberrations ( $\phi - \phi_{\text{est}}$ ).

The estimate  $\phi_{\text{est}}$  is very close to the initial phase  $\phi$ . For initial phase aberrations of 30 nm rms, the difference  $\phi - \phi_{\text{est}}$  presents a level of 10 nm rms in the entire pupil. The vertical and horizontal structures in this difference are due to the cut-off by the Lyot stop of the light diffracted by the FQPM (the light removed between  $\phi_M$  and  $\phi_L$ ), which leads to an imperfect estimate of the defects on the pupil edges. Aberrations to which the FQPM coronagraph is not sensitive (such as astigmatism) are also present in this difference.

Assuming a perfect DM, we can directly subtract  $\phi_{\text{est}}$  from  $\phi$  in the entrance pupil. Then, we can estimate the residual error once again, and iterate the process. The aberrations in the Lyot pupil  $\phi_L$  converge toward zero (0.2 nm in ten iterations). This is important because these aberrations are directly linked to the speckle intensity in the focal plane downstream of the coronagraph. However, the difference  $\phi - \phi_{\text{est}}$  does not converge toward zero in the entrance pupil. The fact that  $\phi_L$  converges toward zero proves that the residual phase is only composed of aberrations unseen by the FQPM.

#### 2.3.2. Case $D_L < D_P$

In a more realistic case, we aim to remove all the light diffracted by the coronagraphic mask, even for unavoidable misalignments of the Lyot stop. For this reason, the Lyot stop is often chosen to be slightly smaller than the imaged pupil. We consider here a Lyot stop pupil  $L_{95\%}$  whose diameter is  $D_L = 95\% D_P$ . In a first part, we show below that phase defects at the edge of the entrance pupil can be partially retrieved, then we study the convergence of the estimator in this case.

As in Fig. 2, Fig. 3 corresponds to the simulation of the consecutive steps of the model ( $\phi$ ,  $\phi_M$  before Lyot stops,  $\phi_L$  after Lyot stop, then estimated phase  $\phi_{\text{est}}$  and difference with initial phase). We added a small localized phase default, indicated by the black arrow, inside the entrance pupil  $P$ , but outside of the Lyot stop  $L_{95\%}$  (Fig. 3, left). Around  $\phi_L$ , the complex amplitude after the Lyot stop, we drew a circle corresponding to the entrance pupil, slightly larger than  $L_{95\%}$ . For an FQPM, the additional defect is diffracted in the Lyot stop plane ( $\phi_M$ ). After applying the Lyot stop of 95% ( $\phi_L$ ), most of the default disappears, but we can still see its signature. As the estimator  $\phi_{\text{est}}$  deconvolves by the phase mask, it partially retrieves the default, as seen in the estimate (indicated by the black arrow). In the error ( $\phi - \phi_{\text{est}}$ ), we notice a remarkable cross issued from this defect, which is due to the information lost during the filtering by the Lyot stop.

The wavefront estimation is limited when compared to the  $D_L = D_P$  case. Because of the light filtered by the Lyot stop, some information about the wavefront aberrations close to the border of the entrance pupil is inevitably lost. Due to these unseen aberrations,  $\phi - \phi_{\text{est}}$  does not converge toward zero. However, the residual aberrations in the Lyot pupil  $\phi_L$  still converge toward zero, practically as quick as in the  $L = P$  case.

By this first rough analysis, we see that we can estimate phase aberrations upstream of a coronagraph using the complex amplitude  $A_S$  of the speckle field and Eq. (10). The same conclusion can be drawn for amplitude aberrations and, because the estimation is linear, for a complex entrance wavefront. In the next section, we demonstrate that one can compensate for the wavefront errors in the entrance pupil.

### 3. Entrance pupil wavefront correction

In this section, we use the estimator  $\Phi_{\text{est}}$  to numerically simulate the correction of phase and amplitude aberrations in a closed loop. In the loop, we can remove constant factors in the estimator, which can be adjusted with a gain  $g$

$$\Phi_{\text{est}} = g i \mathcal{F}^{-1} \left[ \frac{A_S}{M} \right] P. \quad (13)$$

We still assume that we have a perfect sensor that measures the complex amplitude  $A_S$  in the focal plane downstream of the coronagraph. We used a deformable mirror (DM) of  $N \times N$  actuators upstream of the coronagraph, in the entrance pupil plane. We started with phase-only correction. We explain how to correct for the effects of phase and amplitude aberrations with only one DM in Sect. 3.3.

We define the correction iterative loop by the expression of the residual phase  $\phi^{j+1}$  at iteration  $j + 1$ :

$$\phi^{j+1} = \phi - \phi_{\text{DM}}^{j+1} = \phi - \left[ \phi_{\text{DM}}^j + \sum_{i=0}^{N^2-1} k_i^{j+1} f_i \right], \quad (14)$$

where  $\phi_{\text{DM}}^j$  is the shape of the DM at iteration  $j$ ,  $k_i^{j+1}$  is the incremental command of the DM actuator  $i$  at iteration  $j + 1$ , and  $f_i$  is the DM influence function, i.e., the WF deformation when only poking the actuator  $i$ . Note that  $\phi^j$  is the phase to be estimated at iteration  $j + 1$ . The objective is now to determine the command vector  $\{k_i^{j+1}\}$  from the phase estimator  $\phi_{\text{est}}^{j+1}$ .

#### 3.1. Wavefront aberration minimization

To derive the command vector  $\{k_i^{j+1}\}$ , we minimize the distance between the measurements and the measurements that accounts for the parameters to be estimated. Ideally, we would like to find the  $\{k_i\}$  minimizing the distance  $d_{\{k_i\}}^j$  between the residual phase and the DM shape:

$$d_{\{k_i\}}^j = \|\phi^j - \sum_{i=0}^{N^2-1} k_i^{j+1} f_i\|^2. \quad (15)$$

As presented in the previous section, a possible estimator of  $\phi_j$  is given by Eq. (13), allowing us to compute  $\Phi_{\text{est}}^{j+1}$  from  $A_S^j$  (directly related to  $\phi^j$ ). So we minimize

$$d_{\{k_i\}}^j = \|\mathcal{R}[\Phi_{\text{est}}^{j+1}] - D\{k_i^{j+1}\}\|^2, \quad (16)$$

where  $D$  is the interaction matrix because we are using a linear model. This matrix is calibrated off-line directly using the



**Fig. 4.** Simulations of the influence function  $f_i$  in the pupil plane (left), and the effect using the two different estimators: we deconvolve by the mask ( $\Phi_{\text{est}}$ , right) or not ( $\Phi_{\text{est},2}$ , center).

wavefront sensor (Boyer et al. 1990). As in the conventional least-squares approach, we derived the pseudo inverse of  $D$ , denoted  $D^\dagger$ , by the singular value decomposition (SVD) method. Therefore, the command vector solution of Eq. (16) is given by

$$\{k_i^{j+1}\} = D^\dagger \mathcal{R}[\Phi_{\text{est}}^{j+1}]. \quad (17)$$

Equation (17) is applicable for different estimators (only  $D^\dagger$  changes). To create the interaction matrix, we poked one by one the actuators while the others remain flat, as shown in Fig. 4. Each estimated phase vector obtained hence gives the column of the interaction matrix corresponding to the moved actuator. The influence function (which we simulated as a Gaussian function) is at the left, the estimator given by Eq. (13) at the right. At the center, we also plot another estimator of the wavefront that does not include the deconvolution by the coronagraph mask. It is defined by

$$\Phi_{\text{est},2} = g i \mathcal{F}^{-1} [A_S] P. \quad (18)$$

The chosen estimator applied to the influence function must be as spatially localized as possible: we have to filter the noise and it is far more efficient if the relevant information is gathered around one point. For this reason, it is preferable to use  $\Phi_{\text{est}}$  (Fig. 4, right) instead of  $\Phi_{\text{est},2}$  (Fig. 4, center). We notice in Fig. 4 that even after deconvolution by the FQPM, the estimate (right) shows a negative cross centered on the poked actuator, whereas it is not present in the initial phase (left). This artifact is generated to the transitions of the quadrants, which diffract the light outside of the Lyot stop. This cross can be a problem for two reasons. First, it is difficult to properly retrieve it in a noisy image. Then, because it enhances the cross-talk between the actuator estimates, it may lead to unstable corrections (see Sect. 4.4).

For these reasons, we chose to create a synthetic interaction matrix, i.e., use a slightly different model for the estimation.

#### 3.2. Synthetic interaction matrix

One interest of interaction matrices is to calibrate the mis-registration between the DM and the wavefront sensor when considering a complex optical system. It also allows us to calibrate the shape and magnitude of each actuator response. Since the cross in Fig. 4 (right) is 40 times less intense than the poke actuator in the center, it may be only partially retrieved in noisy images, which may lead to an unstable loop. To avoid this problem, we decided to build a synthetic interaction matrix based on the measured position and shape of each actuator. Because we considered an iterative measurement and correction loop, we finally discarded the magnitude calibration of each actuator, which lead to a slight increase of the required iteration number for convergence. We decided to only adjust the mis-registration and estimation shape of the actuator set in the output pupil on the measured interaction matrix, as seen by the sensor.

Out of the  $N \times N$  actuators of the square array in the DM, we chose to limit the response adjustment on the  $12 \times 12$  actuators centered on the entrance pupil. These actuators were alternately pushed and pulled using known electrical voltages and we recorded  $A_S$  for both positions. Assuming the complex amplitude  $A_S$  is a linear function of the wavefront errors in the entrance pupil plane and that other aberrations of the optical path remain unchanged between two consecutive movements (the same pushed and pulled actuator), the difference between these two movements leads to the estimate  $\hat{f}_i$  of the influence function of a single poked actuator using Eq. (13). For each estimate, we adjusted a Gaussian function defined by its width and position in the output pupil. From these 144 Gaussian fits, we can build the actuator grid as observed in the plane, where aberrations are estimated and determine the inter-actuator distance in each direction and the orientation of this grid. We also determined the median width of the adjusted Gaussian functions and computed a synthetic Gaussian function, which was translated onto the adjusted actuator grid to create a new set of  $N \times N$  synthetic estimates  $\hat{f}_i^{\text{synth}}$ .

From these synthetic estimates, we built the synthetic interaction matrix  $D^{\text{synth}}$ . Some of the actuators are outside of the entrance pupil, and their impact inside the pupil is negligible. We excluded these actuators from  $D^{\text{synth}}$ . For any wavefront estimate, the distance to be minimized is now

$$d_{\{k_i\}}^j = \|\Re[\Phi_{\text{est}}^{j+1}] - D^{\text{synth}}\{k_i^{j+1}\}\|^2. \quad (19)$$

The solution is given by the pseudo-inverse of the interaction matrix  $D^{\text{synth}}$  using the SVD method.

### 3.3. Phase and amplitude correction using one DM

As explained in Bordé & Traub (2006), a complex wavefront  $\Phi = \phi + i\alpha$  can be corrected for on half of the focal plane with only one DM. The idea is to apply a real phase on the DM to correct for the phase and amplitude on half of the focal plane. Because the Fourier transform of a Hermitian function is real, we define  $A_S^{\text{hermi}}$  as

$$\begin{cases} \forall \mathbf{x} \in \mathbb{R} \times \mathbb{R}^+, & A_S^{\text{hermi}}(\mathbf{x}) = A_S(\mathbf{x}) \\ \forall \mathbf{x} \in \mathbb{R} \times \mathbb{R}^-, & A_S^{\text{hermi}}(\mathbf{x}) = A_S^*(-\mathbf{x}), \end{cases} \quad (20)$$

where  $A_S^*$  is the complex conjugated of  $A_S$  and introduce it into the estimator of Eq. (13). The resulting estimated wavefront is real, which allows its correction with only one DM.

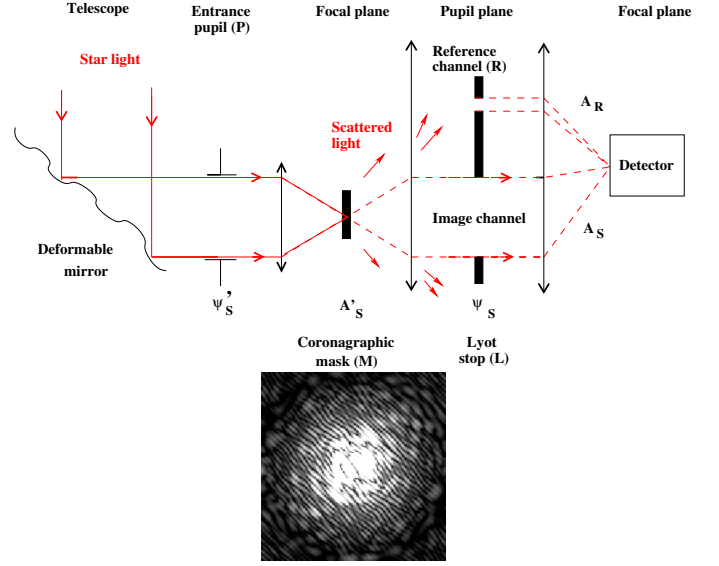
Now we have a solution to correct for the wavefront aberrations upstream of the coronagraph when the complex amplitude in focal plane is known. We introduce in Sect. 4 a technique to measure  $A_S$ : the self-coherent camera.

## 4. Self-coherent camera: a complex amplitude sensor in focal plane

The self-coherent camera (SCC) is an instrument that allows complex electric field estimations in the focal plane.

### 4.1. SCC principle

Figure 5 (top) is a schematic representation of the SCC combined with a focal phase mask coronagraph and a DM. We added a small pupil  $R$ , called reference pupil, in the Lyot stop plane of a classical coronagraph.  $R$  selects part of the stellar light that is



**Fig. 5.** Principle of the SCC combined with a coronagraph and a DM (top). A small hole is added in the Lyot stop plane to create a reference channel. In the final focal plane (bottom), the SCC image is formed by speckles encoded with Fizeau fringes.

diffracted by the focal coronagraphic mask. The two beams are recombined in the focal plane, forming Fizeau fringes, which spatially modulate the speckles. In the following, we call the SCC image the image of the encoded speckles (Fig. 5, bottom). In this section, we briefly demonstrate that this spatial modulation allows us to retrieve the complex amplitude  $A_S$ . A more complete description of the instrument can be found in Baudoz et al. (2006), Galicher et al. (2008, 2010).

The electric field  $\psi$  in the pupil plane (Eq. (7)) after the modified Lyot stop is

$$\frac{\psi(\xi, \lambda)}{\psi_0} = \left[ (P(\xi) + i\Phi(\xi, \lambda)) * \mathcal{F}^{-1}[M](\xi) \right] \times (L(\xi) + R(\xi) * \delta(\xi - \xi_0)), \quad (21)$$

where  $\xi_0$  is the separation between the two pupils in the Lyot stop, and  $\delta$  is the Kronecker delta.  $\psi$  can also be written as

$$\psi(\xi, \lambda) = \psi_S(\xi, \lambda) + \psi_R(\xi, \lambda) * \delta(\xi - \xi_0), \quad (22)$$

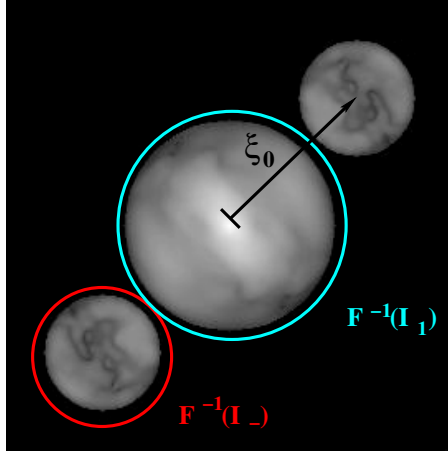
where  $\psi_S$  is the complex amplitude in the Lyot stop, defined in Eq. (8), and  $\psi_R$  is the complex amplitude in the reference pupil. We denote with  $A_R$  its Fourier transform, the complex amplitude in the focal plane, of the light issued from the reference pupil. In monochromatic light, the intensity  $I = |\mathcal{F}[\psi]|^2$  recorded on the detector in the final focal plane can then be written as

$$I(\mathbf{x}) = |A_S(\mathbf{x})|^2 + |A_R(\mathbf{x})|^2 + A_S^*(\mathbf{x}) A_R(\mathbf{x}) \exp\left(\frac{-2i\pi\mathbf{x} \cdot \xi_0}{\lambda}\right) + A_S(\mathbf{x}) A_R^*(\mathbf{x}) \exp\left(\frac{2i\pi\mathbf{x} \cdot \xi_0}{\lambda}\right), \quad (23)$$

where  $A^*$  is the conjugate of  $A$  and  $\mathbf{x}$  the coordinate in the focal plane. The two first terms are the intensities issued from Lyot and reference pupils, and provide access only to the square modulus of the complex amplitudes. The two correlation terms that create the fringes directly depend on  $A_S$  and  $A_R$ .

When an off-axis source (planet) is in the field of view, its light is not diffracted by the coronagraphic mask. Thus, it does





**Fig. 6.** Correlation peaks in the Fourier transform of the focal plane. The inverse Fourier transform of  $I_S + I_R$  is circled in blue. The inverse Fourier transform of  $I_- = A_S A_R^*$  is circled in red.

not go through the reference pupil. Because the lights of the off-axis and in-axis sources are not coherent, the off-axis light amplitude in the focal plane does not appear in the correlation terms (i.e., its image is not fringed).

#### 4.2. Complex amplitude of the speckle field

In this section, we demonstrate that we can use the SCC image to estimate the complex amplitude of the speckle field. We first apply a numerical inverse Fourier transform to the recorded SCC image (Eq. (23)),

$$\begin{aligned} \mathcal{F}^{-1}[I](\mathbf{u}) = & \mathcal{F}^{-1}[I_S + I_R] + \mathcal{F}^{-1}[A_S^* A_R] * \delta\left(\mathbf{u} - \frac{\boldsymbol{\xi}_0}{\lambda}\right) \\ & + \mathcal{F}^{-1}[A_S A_R^*] * \delta\left(\mathbf{u} + \frac{\boldsymbol{\xi}_0}{\lambda}\right), \end{aligned} \quad (24)$$

where  $I_S = |A_S|^2$  and  $I_R = |A_R|^2$  are the intensities of the speckles and reference pupil, and  $\mathbf{u}$  is the coordinate in the Fourier plane.

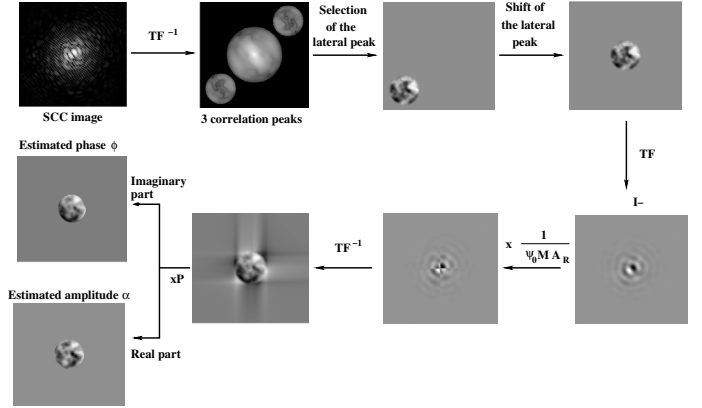
$\mathcal{F}^{-1}[I]$  is composed of three peaks centered at  $\mathbf{u} = [-\boldsymbol{\xi}_0/\lambda, \mathbf{0}, +\boldsymbol{\xi}_0/\lambda]$  (Fig. 6). We denote with  $D_L$  the diameter of the Lyot pupil and with  $D_L/\gamma$  the diameter of the reference pupil ( $\gamma > 1$ ). The central peak is the sum of the autocorrelation of the Lyot and reference pupils  $\mathcal{F}^{-1}[I_S + I_R]$ . Its radius is  $D_L$  because we assume  $\gamma > 1$ . The lateral peaks of the correlation ( $\mathcal{F}^{-1}[I_-]$  and  $\mathcal{F}^{-1}[I_+]$  hereafter) have a radius  $(D_L + D_L/\gamma)/2$ . Thus the three peaks do not overlap only if (Galicher et al. 2010)

$$\|\boldsymbol{\xi}_0\| > \frac{D_L}{2} \left(3 + \frac{1}{\gamma}\right), \quad (25)$$

which puts a condition on the smallest pupil separation. The lateral peaks are conjugated and contain information only on the complex amplitude of the stellar speckles that are spatially modulated on the detector. When we shift one of these lateral peaks to the center of the correlation plane ( $\mathbf{u} = \mathbf{0}$ ), its expression can be derived from Eq. (24):

$$\mathcal{F}^{-1}[I_-] = \mathcal{F}^{-1}[A_S A_R^*]. \quad (26)$$

Assuming  $\gamma \gg 1$ , we can consider that the complex amplitude in the reference pupil is uniform and that  $A_R^*$  is the complex amplitude of an Airy pattern. Therefore, knowing  $A_R$ , we can



**Fig. 7.** Steps followed to estimate the phase and amplitude from SCC images.

to retrieve the complex amplitude  $A_S$  in the focal plane using the SCC (where  $A_R^*$  is not zero):

$$A_S = \frac{I_-}{A_R^*}. \quad (27)$$

#### 4.3. SCC wavefront estimation

Equation (13) shows how to estimate the wavefront upstream of a coronagraph is estimated using the complex amplitude of the speckle field in the focal plane. Combining Eqs. (10) and (27), we have an estimator of the wavefront aberrations  $\Phi$  as a function of  $I_-$ :

$$\Phi_{\text{est}} = \left[ i\mathcal{F}^{-1} \left[ \frac{I_-}{A_R^* \psi_0 M} \right] \right] P. \quad (28)$$

This estimator is only limited in frequency by the size of the reference pupil. Indeed, where the reference flux is null, the speckles are not fringed and their estimate cannot be achieved. Small reference pupils produce large point spread functions (i.e., with a first dark ring at large separation) and allow estimating  $A_S$  in a large area of the focal plane. The influence of the reference pupil size is detailed in Sect. 5.5.

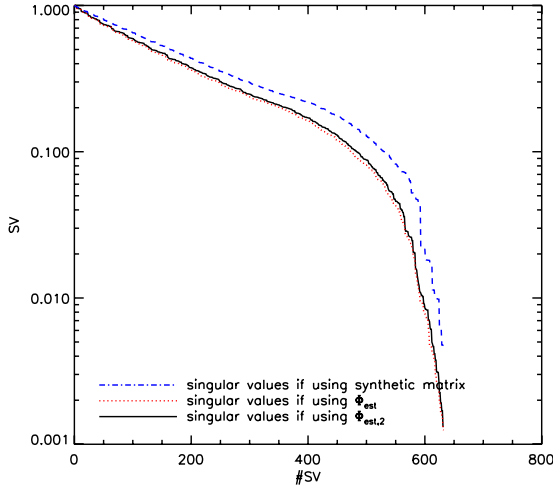
Figure 7 summarizes the steps followed to estimate the phase and amplitude aberrations with the SCC. From the fringed focal plane, we used a Fourier transform to retrieve  $I_-$ , from which we deduced the complex amplitude of the speckle field  $A_S$ . Using the estimator, we measured the phase and amplitude aberrations.

#### 4.4. Correction loop

We can use this wavefront estimator to control a DM and correct for the speckle field in the focal plane as explained in Sect. 3. The DM has a finite number of degrees of freedom and thus can only correct for the focal plane in a limited zone. If the reference pupil is small enough ( $\gamma \gg 1$ ), the point spread function (PSF)  $|A_R|^2$  is uniform over the correction zone ( $A_R^* \simeq A_0$ ). We discuss this assumption in Sect. 5.5. Under this assumption, Eq. (28) becomes

$$\Phi_{\text{est}} \simeq i\mathcal{F}^{-1} \left[ \frac{I_-}{A_0 \psi_0 M} \right] P = g i\mathcal{F}^{-1} \left[ \frac{I_-}{M} \right] P. \quad (29)$$

As described in Sect. 3, we removed the constant terms in the estimation and put them into the gain  $g$ . From  $\Phi_{\text{est}}$ , we created



**Fig. 8.** Singular values, normalized to their respective maximum, issued from the inversion of the interaction matrices  $D$ , obtained using the two estimators  $\Phi_{\text{est}}$  (red, dotted) and  $\Phi_{\text{est},2}$  (black, solid) and the synthetic matrix (blue, dashed) for  $\gamma = 40$ .

a synthetic matrix, as explained in Sect. 3.2. Similarly, the other estimator  $\Phi_{\text{est},2}$  introduced in Eq. (18), becomes

$$\Phi_{\text{est},2} = g i \mathcal{F}^{-1} [I_-] . P. \quad (30)$$

Using the interaction matrices deduced from these estimators ( $\Phi_{\text{est}}$ ,  $\Phi_{\text{est},2}$ ) and the synthetic one, we studied the correction loop. We simulated a DM with 27 actuators across the entrance pupil. To build these matrices, we only selected the actuators with a high influence in the pupil (633 actuators were selected for this number of actuators in the pupil). Lyot stop and entrance pupil have the same radius, and we chose  $\gamma = 40$  for the reference pupil size.

In Fig. 8, we plot the singular values (SV), normalized to their highest values, derived from the inversion of the matrices  $D$  obtained using the estimators  $\Phi_{\text{est}}$  and  $\Phi_{\text{est},2}$  and of the interaction matrix built from  $\hat{f}_i^{\text{synth}}$ . As already underlined, the cross in  $\Phi_{\text{est}}$  or  $\Phi_{\text{est},2}$  (Fig. 4, center and right) correlates the estimates of different actuators and therefore leads to lower SV (up to five times lower for the lowest SV). When inverted in  $D^\dagger$ , low SV lead to higher values (in absolute values) and amplify the noise in Eq. (17). Applied to noisy data, such  $D^\dagger$  matrices may lead to an unstable correction. Even in a noise-free case, simulations of the correction with the three methods and the same number of actuators used (633) showed that only the synthetic matrix leads to a stable correction.

#### 4.5. Optical path difference

Between the Lyot stop and the detector, the beam is split into two paths (image and reference), which encounter different areas in the optics. Thus, differential aberrations exist (Galicher et al. 2010). However, because the reference pupil is small ( $\gamma \gg 1$ ), the main aberration is an optical path difference (OPD) between the two channels. In this section we study how this OPD impacts the SCC performance.

##### 4.5.1. Influence of an OPD on the correction

Given an OPD  $d_{\text{op}}$ , we can define phase difference  $\phi_{\text{op}} = 2\pi d_{\text{op}}/\lambda$ . This phase difference modifies the  $I_-$  originally defined in Eq. (26):

$$I_- = A_S A_R^* \exp(i\phi_{\text{op}}). \quad (31)$$

The phase and amplitude estimate  $\phi_{\text{est,op}}$  and  $\alpha_{\text{est,op}}$  can be expressed as a function of the estimates made without an OPD ( $d_{\text{op}} = 0$ ):

$$\phi_{\text{est,op}} + i\alpha_{\text{est,op}} = (\phi_{\text{est}} + i\alpha_{\text{est}}) \exp(i\phi_{\text{op}}), \quad (32)$$

and thus

$$\begin{cases} \phi_{\text{est,op}} = \phi_{\text{est}} \cos(\phi_{\text{op}}) - \alpha_{\text{est}} \sin(\phi_{\text{op}}) \\ \alpha_{\text{est,op}} = \phi_{\text{est}} \sin(\phi_{\text{op}}) + \alpha_{\text{est}} \cos(\phi_{\text{op}}) \end{cases} \quad (33)$$

Hence, even phase-only aberrations (such as the movements of the DM) have an influence on the estimated amplitude (i.e., the imaginary part of the estimator  $\Phi_{\text{est}}$ ) for a nonzero OPD. In this section, we make two assumptions. First, that the DM is perfect and we can correct for any desired phase in the pupil plane. Second, that the only error in the estimator is due to the OPD: if  $d_{\text{op}} = 0$ , the estimator retrieves the exact phase and amplitude ( $\Phi_{\text{est}} = \phi + i\alpha$ ).

We started the loop with a phase  $\phi^0$  and an amplitude  $\alpha$ . After  $j$  iterations the phase in the pupil plane  $\phi^j$  is the difference between the previous phase  $\phi^{j-1}$ , and the estimate of this previous phase  $\phi_{\text{est,op}}^{j-1}$ . Under the previous assumptions, we have  $\alpha_{\text{est}} = \alpha$  and  $\phi_{\text{est}} = \phi^{j-1}$ , and

$$\phi^j = \phi^{j-1} - \phi_{\text{est,op}}^{j-1} = \phi^{j-1} (1 - \cos(\phi_{\text{op}})) + \alpha \sin(\phi_{\text{op}}). \quad (34)$$

Because the OPD biases the estimation, the correction introduces an error at each iteration. This sequence converges if  $|1 - \cos(\phi_{\text{op}})| < 1$ . This assumption ( $-\pi/2 < \phi_{\text{op}} < \pi/2$ ) is always satisfied in real cases. Its limit  $\phi_{\text{end}}$  satisfies the equation

$$\begin{aligned} \phi_{\text{end}} &= \phi_{\text{end}} (1 - \cos(\phi_{\text{op}})) + \alpha \sin(\phi_{\text{op}}) \\ \phi_{\text{end}} &= \alpha \tan(\phi_{\text{op}}). \end{aligned} \quad (35)$$

Therefore, for a nonzero OPD and a phase-only correction, the SCC correction converges, but the errors on the final phase depend on the uncorrected amplitude aberrations  $\alpha$ .

To estimate the OPD effect on the level of the focal plane intensity, we considered the complex amplitude in the focal plane as a linear function of the phase and amplitude aberrations in the entrance pupil plane. We can thus evaluate the energy in the focal plane as a linear function of  $|\phi|^2 + |\alpha|^2$ . Without an OPD, a perfect phase-only correction would leave a level of speckles only dependent on the entrance amplitude aberrations  $|\alpha|^2$ . With an OPD, this level is slightly higher:  $|\alpha|^2(1 + \tan^2(\phi_{\text{op}}))$ . For a realistic phase difference of 0.1 radians, the difference in intensity in the speckle field between the case with and without an OPD would be 1%. The impact on the correction is only weak.

The problem occurs when we try to correct phase and amplitude at the same time with one DM. We explained how to do this in Sect. 3.3. For  $\phi_{\text{op}} \neq 0$ , numerical simulations as well as tests on an optical bench show that the correction is unstable: at each iteration, we raised the phase aberrations by trying to correct for the amplitude aberrations and vice versa. Thus, we need an estimate of the OPD to stabilize the correction.

##### 4.5.2. Estimation and correction of the OPD

In the construction of the synthetic matrix, (Sect. 3.2), we studied the difference of two SCC images produced by wavefronts that only differ by a movement of an actuator. Because the DM is in the pupil plane, the estimator applied to this difference is real for of an OPD equal to zero. However, for a

nonzero OPD  $d_{\text{op}}$  and using Eq. (31) with  $\alpha = 0$ , we deduce  $\Phi_{\text{est,op}}^i = \Phi_{\text{est}}^i (\sin(d_{\text{op}}) + i \cos(d_{\text{op}}))$ . For each of the  $12 \times 12$  actuators used to build the synthetic matrix, the arctangent of the ratio of the imaginary part on the real part of  $\Phi_{\text{est,op}}^i$  leads to an estimate of the OPD. Due to the noise in the image, small differences in the OPD estimate can appear from one actuator to another. Calculating the median of the estimated OPDs, we obtain the measured phase difference  $\phi_{\text{op}}^{\text{mes}}$ . We modified  $I_-$  accounting for this OPD and our estimator (Eq. (29)) becomes

$$\Phi_{\text{est,op}} = gi\mathcal{F}^{-1} \left[ \frac{I_- \exp(-i\phi_{\text{op}}^{\text{mes}})}{M} \right] P. \quad (36)$$

We use this new estimator from now on.

The OPD variations during the correction are a problem that has to be carefully considered for a telescope application. In the current installation (bench under a hood, room temperature stabilized) these variations are much slower than the time of a correction loop. Moreover, one can change the value of  $\phi_{\text{op}}$  directly during the correction to compensate for slight changes. However, in an operational instrument, this problem will be taken into account by design to comply with the stability requirements (Macintosh et al. 2008).

## 5. Correction in the focal plane using the self-coherent camera: laboratory performance

### 5.1. Laboratory test bench

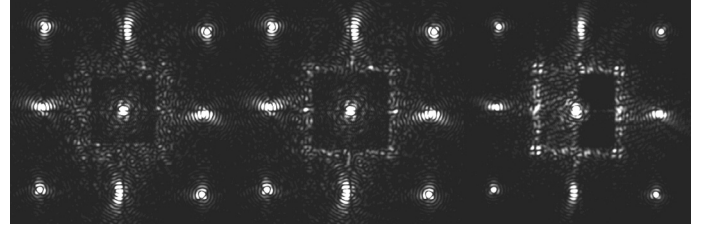
We tested the SCC on a laboratory bench at the Observatoire de Paris. A thorough description of this optical bench is given in Mas et al. (2010). We briefly present the main components used in the experiments of the current paper:

1. a quasi-monochromatic laser diode emitting at 635 nm;
2. a tip-tilt mirror built at LESIA, used to center the beam on the coronagraphic mask (Mas et al. 2012). The tip-tilt mirror can also be used in the closed-loop as an off-load for the DM;
3. a Boston Micromachines DM of  $32 \times 32$  actuators on a square array. Each actuator has a size of  $300 \mu\text{m}$ . We currently use an entrance pupil of 8.1 mm and thus 27 actuators across the pupil;
4. an FQPM optimized for 635 nm;
5. a Lyot stop with a diameter of 8 mm for an entrance pupil of 8.1 mm (98.7% filtering) and in the same plane, reference pupils of variable diameters: 0.3 mm ( $\gamma = 26.6$ ), 0.35 mm ( $\gamma = 22.8$ ), 0.4 mm ( $\gamma = 20$ ) and 0.5 mm ( $\gamma = 16$ ) and 0.8 mm ( $\gamma = 10$ );
6. a CCD camera of  $400 \times 400$  pixels with a readout noise of 16 electrons/pixel and a full well capacity of 13 000 electrons/pixel.

We used the Labview software to control the bench and the DM and applied the closed-loop correction at 20 Hz.

### 5.2. Dark holes

Owing to the limited number of actuators on the DM, only spatial frequencies lower than the DM cut-off can be corrected for. For a given diameter  $D_L$  of the Lyot pupil, the highest frequency attainable for a  $N \times N$  actuators DM ( $N$  actuators across the pupil diameter) is  $N\lambda/(2D_L)$  in one of the principal directions of the mirror and  $\sqrt{2}N\lambda/(2D_L)$  in the diagonal. The largest correction



**Fig. 9.** Dark holes recorded on the laboratory bench for correction with two different sizes of square mask  $S_q$ :  $K_{S_q} = 20.8\lambda/D_L$  (left) and  $K_{S_q} = 24.5\lambda/D_L$  (center). The dark hole recorded on the laboratory bench for a correction in phase and amplitude with a square mask of size  $K_{S_q} = 24.5\lambda/D_L$  (right). These images use a different intensity scale but the same space scale.

zone, called dark hole ( $\mathcal{DH}$ ) in Malbet et al. (1995) is the zone  $\mathcal{DH}_{\text{max}} = [-N\lambda/(2D_P), N\lambda/(2D_P)] \times [-N\lambda/(2D_P), N\lambda/(2D_P)]$  in the image plane. During the numerical process of the SCC image (Fig. 7), we can decide to reduce the correction to a smaller zone than the one allowed by the number of actuators of the DM. This can be implemented in the SCC correction by multiplying  $I_-$  by a square mask  $S_q$ . Modifying Eq. (36), the estimation becomes

$$\Phi_{\text{est}} = gi\mathcal{F}^{-1} \left[ \frac{S_q I_- \exp(-i\phi_{\text{op}}^{\text{mes}})}{M} \right] P, \quad (37)$$

where  $S_q$  equals 1 on a square area of  $K_{S_q}\lambda/D_L \times K_{S_q}\lambda/D_L$  in the center of the image and 0 everywhere else.

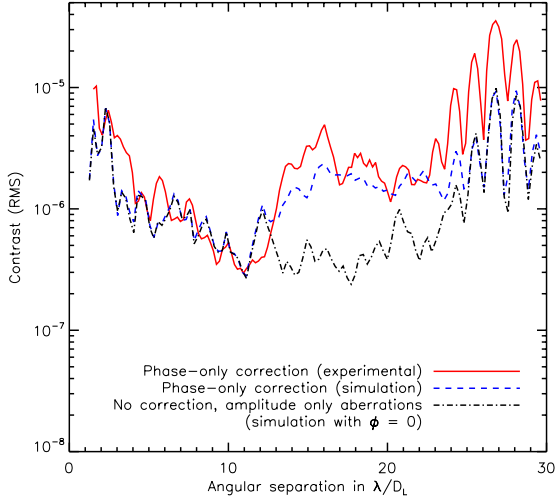
Using an SCC with a reference pupil of 0.5 mm ( $\gamma = 16$ ), we applied Eq. (37) to estimate the upstream wavefront. We used a square zone to restrain the correction zone to  $24.5\lambda/D_L$  to optimize the correction of the DM. We built a synthetic interaction matrix as described in Sect. 3.2. The pseudo inverse of  $D^{\text{synth}}$  was used to control the DM in a closed loop using Eq. (14). The correction loop was closed at 20 Hz for the laboratory conditions and ran for a number of iterations large enough ( $j > 10$ ) for the DM to converge to a stable shape. We recorded focal plane images during the control loop. The typical result obtained on the optical bench for this reference and square zone sizes and for phase-only correction is shown in Fig. 9 (center). We also show an image of a  $\mathcal{DH}$  obtained with a correction with a square zone of size  $K_{S_q} = 20.8\lambda/D_L$  (Fig. 9, left). A specific study of the size of the correction zone is made in Sect. 5.4. In Fig. 9, dark zones represent low intensities. The eight bright peaks at the edges are caused by high spatial frequencies due to the print-through of the actuators on the DM surface. These peaks are uncorrectable by nature, but probably do not strongly alter the correction because they are situated at more than  $20\lambda/D_L$  from the center.

As explained in Sect. 3.1, the correction of phase and amplitude with only one DM is possible by replacing  $A_S$  by  $A_S^{\text{hermi}}$  in Eq. (13). With Eq. (20), we similarly define the hermitian function  $I_-^{\text{hermi}}$  from  $I_-$ . Using Eq. (27) and the assumption that  $|A_R^*|^2$  is an Airy pattern, a phase and amplitude correction is therefore possible by replacing  $I_-$  by  $I_-^{\text{hermi}}$  in Eq. (37). This correction allows one to go deeper in contrast but limits the largest possible dark hole to half of the focal plane:  $\mathcal{DH}_{\text{max}}^+ = [0, N\lambda/(2D_L)] \times [-N\lambda/(2D_L), N\lambda/(2D_L)]$ . On this half plane, we can also choose to reduce the correction to a smaller zone. A resulting dark hole is presented in Fig. 9 (right) for  $K_{S_q} = 20.8\lambda/D_L$ .

### 5.3. SCC performance

In this section, we present contrast results obtained on the laboratory bench for phase-only correction and for amplitude and





**Fig. 10.** Radial profiles of the azimuthal standard deviation (in rms) of the intensities in the focal plane typically obtained with this method for phase-only correction, for simulation (blue dashed line) and laboratory bench result (red solid line), for  $\gamma = 16$  and a square zone of size  $K_{S_q} = 24.5\lambda/D_L$ . We also plot in this graph the simulation of the focal plane obtained using the amplitude aberrations recorded and no phase aberrations (black dash-dotted line).

phase correction. We used a reference pupil of 0.5 mm ( $\gamma = 16$ ) to estimate the upstream wavefront and a square zone of size  $K_{S_q} = 24.5\lambda/D_L$  to optimize the correction of the DM.

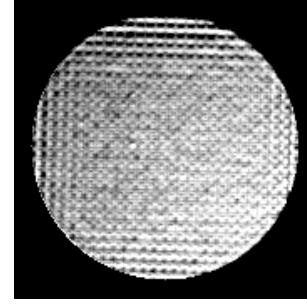
### 5.3.1. Phase-only correction

The speckles near the FQPM transitions are brighter than those in other parts of the  $\mathcal{DH}$ . Moreover, the contrast in these region is not relevant, because the image of a planet located on a transition would be distorted and strongly attenuated. Therefore, for phase-only correction, we chose to measure the radial profile of the SCC image only on the points  $(x, y)$  which verify

$$\begin{cases} x \in [-20\lambda/D_L; -1\lambda/D_L] \cup [1\lambda/D_L; 20\lambda/D_L] \\ y \in [-20\lambda/D_L; -1\lambda/D_L] \cup [1\lambda/D_L; 20\lambda/D_L]. \end{cases} \quad (38)$$

We calculated the profiles by normalizing the intensities by the highest value of the PSF measured through the Lyot pupil and without coronagraphic mask. In practice, we moved the source away from the coronagraph transitions to measure this PSF. In the following figures, the distances to the center are measured in  $\lambda/D_L$ . Figure 10 shows the radial profile of the azimuthal standard deviation of the intensities obtained in phase-only correction in the focal plane zone described in Eq. (38). The detection level reaches a contrast level of  $10^{-6}$  between 6 and  $12\lambda/D_L$  and  $3 \times 10^{-7}$  at  $11\lambda/D_L$ . As shown in Fig. 9 (center), speckles are still present in the dark area. Since we only corrected for the phase, we can suspect amplitude effects.

To estimate the amplitude aberration level, we recorded the pupil illumination on the optical bench without coronagraph, shown in Fig. 11. The amplitude defect level is estimated to be about 10% RMS in intensity. The period of the actuator pitch clearly appears in this pupil image. Due to vignetting effects by the focal coronagraphic mask, these high-frequency structures of the DM surface create illumination variations across the pupil. The first effect of these high-frequency aberrations are bright speckles outside the corrected zone (mostly on the eight bright peaks). The second effect is more critical for our



**Fig. 11.** Pupil illumination recorded on the laboratory bench.

purpose. Because the level of high-frequency amplitude errors varies across the pupil, it creates low-frequency amplitude aberrations, which induce bright speckles in the center of the correction zone.

To compare the level of the recorded speckles with the one expected using amplitude and phase errors, we simulated the expected focal plane image. We used the amplitude aberrations deduced from the intensity measurement on the laboratory bench (Fig. 11). From these amplitude aberrations, we first simulated the focal plane without phase errors (just amplitude errors). The profile of this focal plane is plotted in Fig. 10 with a black dot-dashed line. We then simulated a phase-only correction, assuming initial phase aberrations of 16 nm RMS over the pupil, and a power spectral density (PSD) in  $f^{-2}$  where  $f$  is the spatial frequency. These simulation results (blue dashed line) are compared to the experimental measurement (red line) in Fig. 10. The level and shape of the two curves are very similar. They show the same structure around  $27\lambda/D_L$ , due to the eight bright peaks created by amplitude aberrations. These curves inside the  $\mathcal{DH}$  match the simulation of the focal plane without amplitude aberrations. It seems that in phase-only correction, we corrected all phase aberrations and that we are only limited by amplitude errors.

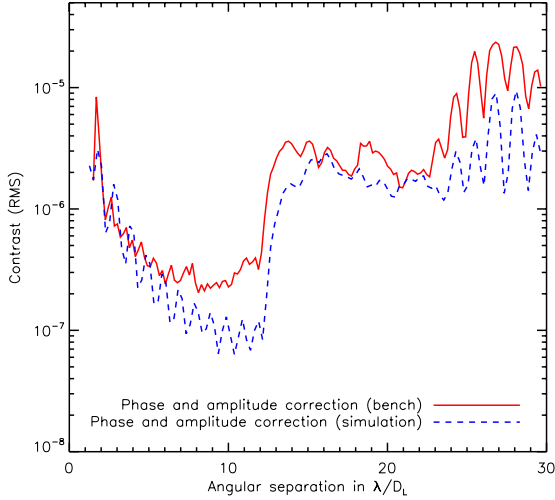
### 5.3.2. Phase and amplitude correction

The simulation without amplitude errors (only phase aberrations) shows that a contrast level of  $10^{-10}$  can be reached, as previously shown in Galicher et al. (2010). Since the amplitude errors set the limits of our phase-only corrections, we aim to correct both phase and amplitude at the same time. However, with only one DM, the corrected zone is smaller by half, as shown in Fig. 9 (right). Therefore, the radial profile measurement zone becomes

$$\begin{cases} x \in [1\lambda/D_L; 20\lambda/D_L] \\ y \in [-20\lambda/D_L; -1\lambda/D_L] \cup [1\lambda/D_L; 20\lambda/D_L]. \end{cases} \quad (39)$$

The results for this correction are plotted in Fig. 12 as a dashed blue line for the simulations and as a red line for the laboratory bench results. When correcting for the phase and amplitude aberrations, we obtain contrasts better than  $10^{-6}$  between  $2\lambda/D_L$  and  $12\lambda/D_L$ , and better than  $3 \times 10^{-7}$  between  $7\lambda/D_L$  and  $11\lambda/D_L$ . This is an improvement compared to the phase-only correction. The simulated profiles match the laboratory results from 0 to  $8\lambda/D_L$  and outside of the  $\mathcal{DH}$ .

Between 8 and  $12\lambda/D_L$ , the experimental correction shows a plateau at  $3 \times 10^{-7}$ , while the simulation correction goes deeper. This plateau is a distinctive feature of a limitation caused by the low dynamic range of the detector (our CCD camera has a full well capacity of 13 000 electrons/pixels for a readout noise



**Fig. 12.** Radial profiles of the azimuthal standard deviation (in rms) of the intensities in the focal plane typically obtained with this method for phase and amplitude correction, for simulation (blue dashed line) and laboratory bench result (red solid line), for  $\gamma = 16$  and a square zone of size  $K_{S_q} = 24.5\lambda/D_L$ .

of 16 electrons/pixels). This is confirmed by the last images of the loop which show speckle levels below the readout noise between 8 and 12  $\lambda/D_L$ : the speckles beyond the readout noise are not visible and thus beyond correction. However, this problem can be solved by using a detector with a better dynamic range.

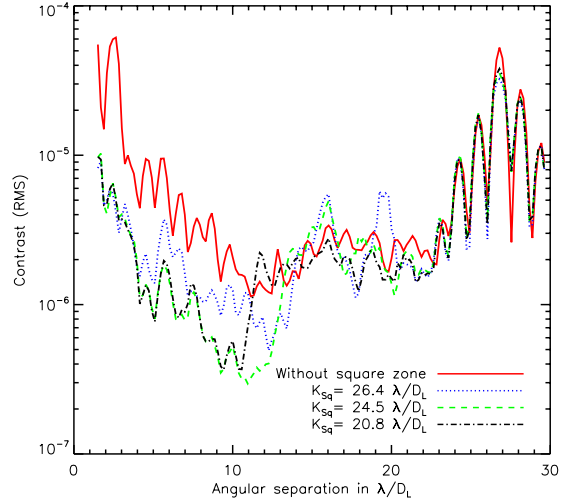
The number of incoming photons from the observed source is a critical problem of any speckle-correction technique: the speckles can only be corrected for to a certain level of contrast if the source is bright enough for them to be detected above photon and detector noise at these levels. Although we can correct in a closed loop at 20 Hz in the laboratory, the correction rate in a real telescope observation will be limited by the shortest exposure time necessary. This shortest exposure time depends on several parameters such as stellar magnitude, observational wavelengths, telescope diameter, or dynamic range of the camera.

The contrast level in the numerical simulation is limited to  $10^{-7}$ . This is due to the high-amplitude defects (10% in intensity) introduced by the DM in the pupil. Indeed, the bright speckles of the uncorrected half-area diffract their light into the corrected half-area. This limit, independent of the estimation method (Give' on et al. 2006; Galicher et al. 2010), may be lowered by the introduction of a second DM on the optical bench (Pueyo et al. 2010).

In the next sections (Sects. 5.4 and 5.5), we study the influence of different parameters on the SCC performance.

#### 5.4. Size of the corrected zone

In this section, we compare the performance for different sizes of the square zone  $S_q$ . Using the modified estimator introduced in Eq. (37), and for different square zone sizes  $K_{S_q}$ , we experimentally closed the loop and recorded images after convergence. In these tests, we used  $N = 27$  actuators across the pupil diameter and  $\gamma = 16$ , with phase-only correction. As explained in Sect. 5.2, for this number of actuators, we have  $\mathcal{DH}_{\max} = [-26.6\lambda/(2D_L), 26.6\lambda/(2D_L)] \times [-26.6\lambda/(2D_L), 26.6\lambda/(2D_L)]$  (as  $D_L/D_P = 8/8.1$ ). We tested the case ( $K_{S_q} = \infty$ ) and three others:  $K_{S_q} = 26.4\lambda/D_L$ , which is only slightly smaller than size of the largest  $\mathcal{DH}$  and two smaller square zones ( $K_{S_q} = 20.8\lambda/D_L$  and  $K_{S_q} = 24.5\lambda/D_L$ ).



**Fig. 13.** Experimental radial profile comparison of dark holes obtained on the test bench without square zone (directly using the estimator described in Eq. (36)) (red, solid) and with square zones of different side lengths:  $K_{S_q} = 26.4\lambda/D_L$  (blue, dotted),  $K_{S_q} = 24.5\lambda/D_L$  (green, dashed) and  $K_{S_q} = 20.8\lambda/D_L$  (black, dot-dashed). These phase-only corrections were achieved with a  $\gamma = 16$  reference pupil. The intensities are normalized by the highest value of the PSF obtained without coronagraphic mask.

The images obtained in the last two cases can be seen in Fig. 9:  $K_{S_q} = 20.8\lambda/D_L$  (left) and  $K_{S_q} = 24.5\lambda/D_L$  (center).

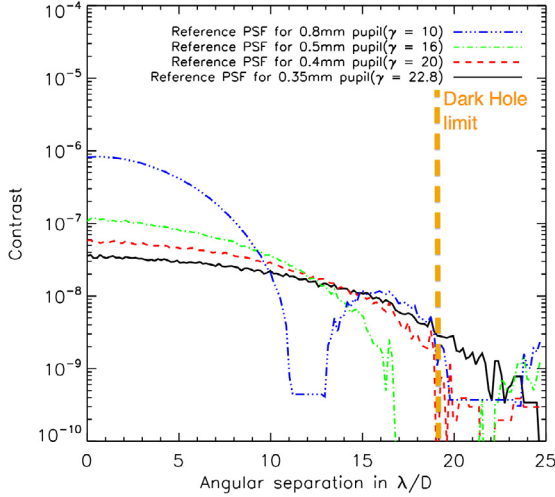
Figure 13 presents the radial profiles of the focal planes obtained on the laboratory bench, normalized by the highest value of the PSF obtained without coronagraphic mask.

The red, solid curve shows the result for  $K_{S_q} = \infty$ , without square zone. The blue dotted line represents the result of a square mask of size  $K_{S_q} = 26.4\lambda/D_L$ , which is only slightly smaller than the actual cut-off frequency of the DM. In this case, we prevented the correction of speckles outside of the  $\mathcal{DH}$  and obtained a great improvement inside the  $\mathcal{DH}$  (0 to 13.5  $\lambda/D_L$ ) and a small depreciation outside (13.5 to 15.5  $\lambda/D_L$ ). Using a smaller correction zone ( $K_{S_q} = 24.5\lambda/D_L$  green dashed line) still improves the correction but to the detriment of the size of the  $\mathcal{DH}$  (the contrast starts to rise around 12  $\lambda/D_L$ ). Finally, we see that a smaller square zone ( $K_{S_q} = 20.8\lambda/D_L$ , black, dot-dashed) produces a smaller but not shallower  $\mathcal{DH}$ .

Going from  $K_{S_q} = \infty$  to  $K_{S_q} = 24.5\lambda/D_L$ , the contrast in the  $\mathcal{DH}$  progressively deepens. This is because correcting fewer of the highest frequencies with a constant number of actuators, we free degrees of freedom. However, for  $K_{S_q} < 25.5\lambda/D_L$ , the contrast level does not improve because we reach the level of the speckles created by the amplitude aberrations. Additional shrinking would only reduce the size of the  $\mathcal{DH}$ . Thus, the reduction of the corrected zone in the wavefront estimation greatly improves the correction performance (up to a factor 10) with only a small reduction of the  $\mathcal{DH}$  size. This effect was described in Bordé & Traub (2006) using 1D simulations.

It is important to note that this improvement does not come from the phenomenon of aliasing in the estimation (Poyneer & Macintosh 2004). Indeed, only the correction is enhanced by this process, because the estimation remained unchanged. The wavefront estimation with the SCC is only limited in frequency by the size of the reference PSF: we can estimate speckles as long as the reference flux is not null, i.e., as long as the speckles are fringed. In most cases (see next section), the first dark ring of the reference PSF is larger than the correction zone and the frequencies inside the PSF's first dark ring are well estimated.





**Fig. 14.** Experimental radial profiles of the PSFs for reference pupils from  $\gamma = 10$  to  $\gamma = 22.8$  recorded on the optical bench. The distance to the center is in  $\lambda/D_L$ . These reference PSFs are normalized by the highest value of the Lyot PSF obtained without coronagraphic mask. The vertical line correspond to the frequency cut-off for  $N = 27$  actuators in the entrance pupil ( $\sqrt{2}N\lambda/(2D_L)$ ).

### 5.5. Size of the reference pupil

In this section, we study the effect of the size of the reference pupil on the performance of the SCC. In the previous sections, we used two assumptions on the size of the reference pupil. First, in Sect. 4.2, we assumed a reference pupil small enough to consider that the influence of the aberrations inside such a reference pupil is negligible. Simulations showed that even for small  $\gamma$ , the level of aberrations in the reference pupil is very low and uncorrelated to the level of aberrations in the entrance pupil. Second, in Sect. 4, we assumed a reference pupil small enough to consider  $A_R^*$  constant over the correction zone in the focal plane. As previously mentioned, the highest frequency attainable by the DM is  $\sqrt{2}N\lambda/(2D_L)$ . Using the first assumption,  $|A_R^*|^2$  is a perfect PSF whose first dark ring is located at  $1.22\lambda\gamma/D_L$ . Thus,  $A_R^*$  is roughly constant over the  $\mathcal{DH}$  if

$$1.22\gamma > N/\sqrt{2}. \quad (40)$$

For  $N = 27$  actuators in the entrance pupil, Eq. (40) reads  $\gamma > 15.6$ . In Fig. 14, we plot the radial profiles of  $|A_R|^2$  recorded on the optical bench for  $\gamma$  from 10 to 22.8. We observe a wide range of intensity levels for different reference pupils (from  $10^{-6}$  for  $\gamma = 10$  to  $3 \times 10^{-8}$  for  $\gamma = 22.8$ ). A reference pupil with  $\gamma = 10$  (blue, solid) does not satisfy Eq. (40), and the first ring of its PSF is inside the correction zone (vertical orange dashed line). We test this case independently in Sect. 5.5.2. The other reference pupils are studied in Sect. 5.5.1.

#### 5.5.1. Impact of small reference pupils

The size of the reference pupil can influence the correction in two different ways: it changes the signal-to-noise ratio (S/N) on the fringes and modifies the flatness of the reference PSF over the correction zone. We develop these effects in this order in this section.

The S/N on the fringes is critical, because  $I_-$  can only be retrieved with well-contrasted fringes. The S/N is directly related to the reference pupil size. Using Eq. (23), we deduce that

the peak-to-peak amplitude of the fringes in the focal plane is  $2|A_S||A_R|$ . Thus, if  $|A_S|$  and  $|A_R|$  are expressed in photons, and assuming only photon and read-out noise, the S/N can be written as

$$S/N \simeq \frac{2|A_S||A_R|}{\sqrt{|A_S|^2 + |A_R|^2 + \sigma_{\text{cam}}^2}}, \quad (41)$$

where  $\sigma_{\text{cam}}$  is the standard deviation of the detector noise in photons. A higher S/N allows a better estimate of the speckle complex amplitude and thus, a better correction of the aberrations. One can notice that this S/N can be simplified depending on the relative values of its different terms. We quickly study the following cases:

- if  $|A_S| \approx |A_R| \ll \sigma_{\text{cam}}$ ,  $S/N \rightarrow 0$ . In this case, the correction is limited by the dynamic range.
- if  $\sigma_{\text{cam}} \ll |A_S|$  and  $|A_R| \ll |A_S|$ ,  $S/N \sim 2|A_R|$ . Initial case, at the beginning of the correction, when the Lyot pupil is a lot brighter than the reference pupil. The S/N is only a function of  $|A_R|$ .
- if  $\sigma_{\text{cam}} \ll |A_R|$  and  $|A_S| \ll |A_R|$ ,  $S/N \sim 2|A_S|$ . The S/N is decreasing with deepening correction. The reference brightness is not important.

Equation (41) shows that this S/N is an increasing function of  $|A_R|$ , but for deep corrections ( $|A_S| \ll |A_R|$ ), the impact of the size of the reference is probably very weak.

The second effect is due to the assumption of a constant reference PSF over the correction zone. Variations of  $A_R^*$  in the correction zone distort the wavefront estimation. This effect advocates for small reference pupils (large  $\gamma$ ): a reference pupil of  $\gamma = 16$  generates an  $A_R^*$  that varies from 1 to 0.03 inside a correction zone of  $27 \times 27\lambda/D_L$ . For this reference pupil, the fringe intensity is weaker at the edges of the  $\mathcal{DH}$ . Therefore, the estimate is less accurate at these locations.

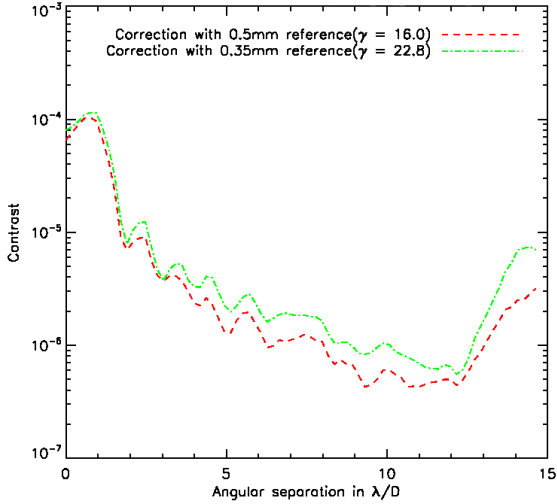
Using simulation tools, where we can change the camera and photon noise easily, we were able to isolate these two different effects and analyzed their influence on the performance of the instrument separately. A more detailed study has previously been presented in Mazoyer et al. (2012).

Here, we experimentally tested the influence of the reference size. We used 27 actuators across the pupil diameter and  $K_{S_q} = 24.5\lambda/D_L$  with phase-only correction. Figure 15 shows the radial profiles of the SCC image in RMS obtained on the laboratory bench for different reference pupils ( $\gamma = 16$  and  $\gamma = 22.8$ ), normalized by the highest value of the PSF obtained without coronagraphic mask. These results show that a large reference pupil ( $\gamma = 16$ ) is preferable, even at the edge of the  $\mathcal{DH}$ , where the reference PSF for  $\gamma = 16$  is fainter than the reference PSF for  $\gamma = 22.8$ . Comparing the contrast levels obtained in this figure with those in Fig. 14 for all reference pupils, we deduce that we are still in the case  $|A_R| \ll |A_S|$ . Deeper corrections would normally depend less on the size of the reference pupil.

When we use the SCC as a planet finder there is another impact to consider: detection is possible only if the planet intensity is higher than the photon noise of the reference pupil. This effect advocates for small reference pupils. A trade-off study of the reference size is needed depending on expected planet intensity and the actual contrast that can be achieved. A more complete study of the noise in the SCC estimation is given in Galicher et al. (2010).

#### 5.5.2. Effect of large reference pupils

In this section, we experimentally prove that we can still achieve a correction inside the  $\mathcal{DH}$  using a reference pupil that does not



**Fig. 15.** Radial profiles obtained on the laboratory bench for two different reference pupils ( $\gamma = 16$  and  $\gamma = 22.8$ ) with  $N = 27$  actuators and  $K_{S_q} = 24.5\lambda/D_L$  for the size of the corrected zone. These contrasts are normalized by the highest value of the PSF obtained without coronagraphic mask.



**Fig. 16.** PSF of the 0.8 mm reference pupil ( $\gamma = 10$ ) (right). From this PSF we constructed the sign mask (center). The white zones are uniform and equal to 1 and the black zones are equal to  $-1$ . Multiplying  $I_-$  by this mask, the correction can be achieved (right) for this reference pupil.

satisfy Eq. (40) by modifying the phase estimator. This correction has previously been simulated in Galicher et al. (2010).  $A_R^*$  is still considered as the complex amplitude of a perfect PSF, but we cannot consider it uniform anymore over the  $\mathcal{DH}$ . First, the speckles in the first dark ring of this PSF are not fringed, because the reference PSF intensity is null at this location. The wavefront errors that produce these speckles are not estimated and are thus not corrected for. Second, the sign of  $\Re[A_R^*]$  and  $\Im[A_R^*]$  changes between the first and the second dark ring (i.e., between  $1.22$  and  $2.23\lambda/D_L$ ). These speckles are fringed and we can estimate the wavefront errors that produce them when we consider the sign change. Hence, when Eq. (40) is not satisfied, instead of  $A_R^*$  constant, we assume  $|A_R^*|$  constant and change the sign of  $A_R^*$  over the correction zone. We now estimate

$$\Phi_{\text{est}} = i\mathcal{F}^{-1} \left[ \frac{\text{Sign}[\Re[A_R^*]] I_- \exp(-i\phi_{\text{op}}^{\text{mes}})}{M} \right] . P, \quad (42)$$

where  $\text{Sign}[\Re[A_R^*]]$ , is the sign of the real part of  $A_R^*$ . This function is represented in Fig. 16 (center).

In practice, to achieve the correction with this reference pupil, we multiplied  $I_-$  by the mask in Fig. 16 (center), where the white zones (the black zones) are constant and equal to 1 ( $-1$ ). To build this mask, we recorded the reference PSF (Fig. 16, left). From this PSF, we were able to find the dark rings of the complex amplitude. We were able to build the sign of the real part of the complex amplitude.

The tests on the optical bench were conducted using the 0.8 mm reference pupil ( $\gamma = 10$ ) and the process described in Sect. 5.3. We used no square zone. The resulting  $\mathcal{DH}$  is presented in Fig. 16 (right). We distinctly see the first reference ring at  $1.22\lambda/D_R$ . As expected, the speckles on this ring are not corrected for, because they are not fringed. Nevertheless, apart from this ring, the whole  $\mathcal{DH}$  is corrected. Although correction with a large reference pupil is possible, the level of speckle suppression is much lower (better contrast) than with smaller reference pupils (higher  $\gamma$ ), because the speckles of the uncorrected dark ring diffract their light into the corrected zone (Galicher et al. 2010; Give'on et al. 2006).

We showed in Sect. 5.5.1 that the SCC used with a reference pupil that obeys Eq. (40) shows a better performance. However, some cases (many aberrations due to an unknown initial position of the DM, for example) may require the use of large reference pupils that produce highly contrasted fringes even with very aberrated wavefronts. The correction can then be initiated by correcting for low spatial frequencies (usually dominating the wavefront errors). Finally, the large reference is replaced with a smaller reference (which satisfies Eq. (40)) to correct higher frequencies and reach better contrast levels.

## 6. Conclusion

In Sect. 2.1, we used Fourier optics to model the propagation of light through a coronagraph. We then proposed a method for estimating phase and amplitude aberrations in the entrance pupil from the complex electric field measured in the focal plane after a four-quadrant phase mask coronagraph. We used this model to correct phase and amplitude aberrations in a closed loop using a DM in the pupil plane, even for a Lyot pupil smaller than the entrance pupil.

We implemented this technique, associated with a self-coherent camera as a focal plane wavefront sensor. We corrected for phase and amplitude aberrations in a closed loop which led to speckle suppression in the central area of the focal plane (called dark hole).

We tested these methods on a laboratory bench where we were able to close the loop and obtain a stable correction at 20 Hz. When correcting for phase aberrations only, we obtained contrast levels (rms) better than  $10^{-6}$  between 6 and  $12\lambda/D_L$  and  $3 \times 10^{-7}$  at  $11\lambda/D_L$ . We proved that we corrected for most phase aberrations in the dark hole and that the contrast is limited by high amplitude aberrations (10% rms in intensity) induced by the DM. When correcting for the phase and amplitude aberrations using one DM, we obtained contrast level better than  $10^{-6}$  between  $2\lambda/D_L$  and  $12\lambda/D_L$ , and better than  $3 \times 10^{-7}$  between  $7\lambda/D_L$  and  $11\lambda/D_L$ . The simulation performance was limited by the diffraction of the speckles of the uncorrected area in the focal plane created by the amplitude defects. In addition, in laboratory tests, the contrast is currently limited by the camera dynamics in the aberration estimation.

We experimentally proved that a small shrinking of the size of the correction zone can improve the contrast the contrast up to a factor 10. We analyzed the influence of the reference pupil radius on the performance of the SCC and proved that the reference of  $\gamma = 16$  (the larger reference pupil possible with a nonzero reference flux inside the correction zone) provides the best correction in our case.

To enhance the performance of the self-coherent camera even more, we plan several improvements. First, one can directly minimize  $A_S$ , the speckle complex field measured by the SCC and not the phase estimated in the pupil plane. This approach

has started to show good results (Baudoz et al. 2012) for the simultaneous correction of amplitude and phase. The correction for the amplitude errors can probably also be improved by the use of two DMs. Moreover, solutions are considered to use the SCC with wider spectral bandwidths. First tests in polychromatic light have already been conducted and show promising results (Baudoz et al. 2012). A preliminary study of these effects has been published (Galicher et al. 2010). A forthcoming paper will present a new version of the SCC that will probably overcome the current chromatic limitation.

*Acknowledgements.* J. Mazoyer is grateful to the Centre National d'Études Spatiales (CNES, Toulouse, France) and Astrium (Toulouse, France) for supporting his PhD fellowship. SCC development is supported by CNES (Toulouse, France).

## References

- Abe, L., Domiciano de Souza, Jr., A., Vakili, F., & Gay, J. 2003, *A&A*, 400, 385
- Baudoz, P., Boccaletti, A., Baudrand, J., & Rouan, D. 2006, in *IAU Colloq. 2006, Direct Imaging of Exoplanets: Science & Techniques*, eds. C. Aime, & F. Vakili, 553
- Baudoz, P., Mazoyer, J., Mas, M., Galicher, R., & Rousset, G. 2012, in *SPIE Conf. Ser.*, 8446
- Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., et al. 2008, in *SPIE Conf. Ser.*, 7014
- Bordé, P. J., & Traub, W. A. 2006, *ApJ*, 638, 488
- Boyer, C., Michau, V., & Rousset, G. 1990, in *SPIE Conf. Ser.* 1237, ed. J. B. Breckinridge, 406
- Cavarroc, C., Boccaletti, A., Baudoz, P., et al. 2006, in *SPIE Conf. Ser.*, 6271
- Galicher, R. 2009, Ph.D. Thesis, Université Denis Diderot Paris 7, France
- Galicher, R., Baudoz, P., & Rousset, G. 2008, *A&A*, 488, L9
- Galicher, R., Baudoz, P., Rousset, G., Totems, J., & Mas, M. 2010, *A&A*, 509, A31
- Give'On, A., Kasdin, N. J., Vanderbei, R. J., & Avitzour, Y. 2006, *J. Opt. Soc. Am. A*, 23, 1063
- Give'On, A., Belikov, R., Shaklan, S., & Kasdin, J. 2007, *Opt. Express*, 15, 12338
- Guyon, O., Pluzhnik, E. A., Galicher, R., et al. 2005, *ApJ*, 622, 744
- Guyon, O., Matsuo, T., & Angel, R. 2009, *ApJ*, 693, 75
- Kalas, P., Graham, J. R., Chiang, E., et al. 2008, *Science*, 322, 1345
- Lagrange, A., Kasper, M., Boccaletti, A., et al. 2009, *A&A*, 506, 927
- Macintosh, B. A., Graham, J. R., Palmer, D. W., et al. 2008, in *SPIE Conf. Ser.*, 7015
- Malbet, F., Yu, J. W., & Shao, M. 1995, *PASP*, 107, 386
- Marois, C., Racine, R., Doyon, R., Lafrenière, D., & Nadeau, D. 2004, *ApJ*, 615, L61
- Marois, C., Lafrenière, D., Doyon, R., Macintosh, B., & Nadeau, D. 2006, *ApJ*, 641, 556
- Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., et al. 2008, *Science*, 322, 1348
- Marois, C., Zuckerman, B., Konopacky, Q. M., Macintosh, B., & Barman, T. 2010, *Nature*, 468, 1080
- Mas, M., Baudoz, P., Rousset, G., Galicher, R., & Baudrand, J. 2010, in *SPIE Conf. Ser.*, 7735
- Mas, M., Baudoz, P., Rousset, G., & Galicher, R. 2012, *A&A*, 539, A126
- Mawet, D., Riaud, P., Absil, O., & Surdej, J. 2005, *ApJ*, 633, 1191
- Mazoyer, J., Baudoz, P., Mas, M., Rousset, G., & Galicher, R. 2012, in *SPIE Conf. Ser.*, 8442
- Poyneer, L. A., & Macintosh, B. 2004, *J. Opt. Soc. Am. A*, 21, 810
- Pueyo, L., Shaklan, S. B., Give'On, A., et al. 2010, in *Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes*
- Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., & Labeyrie, A. 2000, *PASP*, 112, 1479
- Trauger, J. T., & Traub, W. A. 2007, *Nature*, 446, 771
- Wallace, J. K., Burruss, R. S., Bartos, R. D., et al. 2010, in *SPIE Conf. Ser.*, 7736

## Chapitre III.3

# Utilisation de la *self-coherent camera* pour la minimisation des *speckles* en plan focal

Dans ce chapitre, je présente une nouvelle méthode d'utilisation de la *self-coherent camera* pour la correction de *speckles* en plan focal. Les résultats de cette méthode ont fait l'objet d'une publication dans *Astronomy & Astrophysics*. Cependant, il s'agit d'une lettre à l'éditeur, avec l'objectif de présenter de manière concise une amélioration des performances du banc THD. Pour cette raison, j'avais choisi de ne pas m'étendre sur les aspects théoriques de cette méthode. Je les développerai donc plus longuement dans le paragraphe III.3.1. Je décrirai aussi dans le paragraphe III.3.2 certaines autres améliorations introduites dans la méthode de correction ou sur le banc entre les deux articles. Ces améliorations ont aussi participé à l'amélioration des performances en contraste. Je présenterai ensuite dans le paragraphe III.3.3 les résultats en monochromatique et en bande étroite obtenus grâce à cette méthode et publiés dans Mazoyer et al. (2014a). Je finirai par une rapide étude des avantages comparés des deux méthodes d'utilisation de la *self-coherent camera*.

### III.3.1 Principe de la minimisation de *speckles* en plan focal

La méthode présentée dans le chapitre précédent permettait de minimiser la phase et l'amplitude dans le plan pupille avant le coronographe. Cependant, je n'ai accès à cette phase qu'à travers un modèle. Celui-ci supposait par exemple un masque coronographique parfait, ainsi qu'une différence de marche constante entre les deux diaphragmes du plan de Lyot lors de la correction (voir paragraphe 4.5 dans Mazoyer et al., 2013a). Toute hypothèse simplificatrice dans ce modèle crée inévitablement des erreurs dans l'estimation du front d'onde complexe, ce qui limite la correction des *speckles* du plan focal. Il faut donc garder à l'esprit que l'objectif initial n'est pas d'estimer la phase ou l'amplitude, mais d'utiliser la *self-coherent camera* pour minimiser directement l'intensité des *speckles*  $I_S$  dans le plan focal, qui masque le signal  $I_C$  de l'objet astrophysique d'intérêt.

Comme le fait remarquer Bordé and Traub (2006), la minimisation de l'amplitude complexe  $A_S$  par la méthode des moindres carrés permet d'atteindre cet objectif. Il est vrai que la minimisation de l'estimateur précédent ( $\Phi_{est}$ ) était aussi, sous les hypothèses développées dans Mazoyer et al. (2013a), équivalente à la minimisation de  $A_S$  par les moindres carrés. Cependant, il est possible de trouver un autre estimateur dont la minimisation est aussi équivalente à celle de  $A_S$ , mais nécessitant moins d'hypothèses simplificatrices sur le modèle utilisé.

L'utilisation d'une base de modes du miroir déformable dont la réponse est localisée dans le

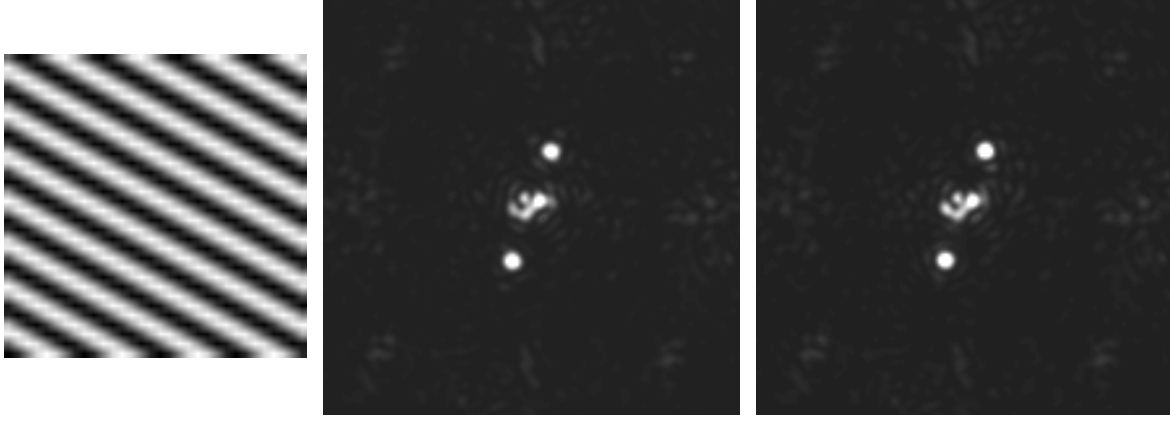


FIGURE III.3.1 – Construction d'une matrice d'interaction à partir de l'estimateur  $I_-$ . A gauche, la tension envoyée à chacun des  $32 \times 32$  actionneurs du miroir pour obtenir un cosinus. J'enregistre l'image dans le plan focal quand j'applique la tension  $k_{ini} + k_i$  (centre) puis quand j'applique la tension  $k_{ini} - k_i$  (droite). Figure obtenue à partir de données expérimentales prises sur le banc THD et tirée de Mazoyer et al. (2013b).

plan focal semble être plus adaptée à cet objectif. En effet, une telle base permet d'atteindre un par un les *speckles* à minimiser. Malbet et al. (1995) remarque que l'application d'un cosinus ou d'un sinus à une fréquence accessible au miroir permet de créer deux *speckles* localisés dans le plan focal et situés symétriquement par rapport à l'étoile. La base des sinus et cosinus pour toutes les fréquences accessibles au miroir déformable est décrite dans Poyneer and Véran (2005). De la même façon, il semble judicieux d'utiliser un estimateur en plan focal<sup>1</sup> lors de la construction de la matrice d'interaction, pour profiter du fait que cette base produit des contributions très localisées dans ce plan (et maximiser ainsi le rapport signal à bruit lors de l'enregistrement des mesures).

Pour toute ces raisons, j'ai choisi de prendre comme estimateur la grandeur  $I_-$ , définie dans l'équation I.4.4 comme égale à  $A_S A_R^*$ . La mesure de cet estimateur à partir de l'image du plan focal de la *self-coherent camera* est décrite dans le paragraphe I.4.4.2.

Dans un premier temps, je décrirai précisément la nouvelle base utilisée pour parcourir les degrés de liberté accessibles au miroir déformable et expliquerai comment je peux l'utiliser pour minimiser l'estimateur  $I_-$ . Je montrerai ensuite (paragraphe III.3.1.2), que cette minimisation est bien équivalente à celle de  $A_S$ , sous des hypothèses que je décrirai précisément. Dans un dernier paragraphe, je montrerai qu'elle atteint bien nos objectifs en terme d'atténuation de la lumière stellaire dans le plan focal du coronographe.

### III.3.1.1 Minimisation de $I_-$

Comme décrit dans le paragraphe I.4.1 et dans Mazoyer et al. (2013a), le nombre fini de degrés de liberté du miroir déformable limite la correction à une zone localisée dans le plan focal, le DH. Comme l'estimateur  $I_-$  est dans un plan focal, on peut limiter l'estimation de  $I_-$  à cette zone sans réduire la qualité de la correction en première approximation. On note  $K_{I_-}$  la taille en pixels du côté de ce DH dans  $I_-$ .

Lors de la minimisation, on va devoir utiliser une multiplication matricielle. Les parties réelles

1. où dans un plan issu d'un nombre pair de transformées de Fourier du plan focal.



et imaginaires de cet estimateur complexe, toutes deux de taille  $K_{I_-} \times K_{I_-}$ , sont donc concaténées dans un vecteur réel de taille  $2K_{I_-}^2$  que l'on note  $\vec{I_-}$ . On note que le carré de la norme 2 sur l'espace des  $\vec{I_-}$  ( $\|\vec{I_-}\|^2$ ) et le carré de la norme 2 sur l'espace des fonctions complexes  $I_-$  ( $\int_{DH} |I_-|^2$ ) donnent le même résultat, ce qui prouve que la minimisation de l'une ou de l'autre est bien équivalente.

En reprenant le cadre développé dans le paragraphe I.3.7.4 et dans la partie 3 de Mazoyer et al. (2013a), je décris maintenant la construction d'une matrice permettant de minimiser directement  $I_-$  au sens des moindres carrés. La base  $\{k_i\}$  utilisée, de taille  $N_{DM}^2$ , est décrite dans Poyneer and Véran (2005). Pour les  $N_{DM}^2/2 + 2$  modes cosinus de cette base, la tension appliquée à l'actionneur situé à une position  $(X, Y)$  ( $X$  et  $Y$  entiers appartenant à  $\llbracket 0, N_{DM} - 1 \rrbracket$ ), est :

$$k_i(X, Y) = g_i \cos(2\pi/N_{DM}(f_{X,i}X + f_{Y,i}Y)) \quad (\text{III.3.1})$$

où  $f_{X,i}$  et  $f_{Y,i}$  sont des fréquences, à valeurs entières dans  $\llbracket -N_{DM}/2, N_{DM}/2 \rrbracket$  et sélectionnées pour éviter les répétitions dues au caractère pair du cosinus. De même, pour les  $N_{DM}^2/2 - 2$  modes sinus de cette base, la tension appliquée à chaque actionneur est :

$$k_i(X, Y) = g_i \sin(2\pi/N_{DM}(f_{X,i}X + f_{Y,i}Y)) \quad (\text{III.3.2})$$

où  $f_{X,i}$  et  $f_{Y,i}$  sont toujours dans  $\llbracket -N_{DM}/2, N_{DM}/2 \rrbracket$  et sélectionnées pour éviter les répétitions dues au caractère impair du sinus.  $g_i$  est une amplitude ajustable pour chaque vecteur. On obtient ainsi une base  $\{k_i\}$  de taille  $N_{DM}^2$  (Poyneer and Véran, 2005). Un exemple de carte des tensions lors de l'application d'un cosinus sur le miroir déformable est présenté sur la figure III.3.1, gauche.

En partant d'un état donné des tensions du miroir  $k_{ini}$ , j'applique au miroir les tensions  $k_{ini} + k_i$  puis  $k_{ini} - k_i$ . J'enregistre les images du plan focal dans les deux cas (qui sont présentées figure III.3.1, centre et droite) puis je fais une différence (figure III.3.2, gauche). Cette différence permet de limiter l'influence des aberrations déjà présentes sur le banc au moment de la mesure.

Je note  $I_{-,i}$  la mesure de l'effet du vecteur  $k_i$  dans l'estimateur  $I_-$ . Pour l'obtenir, j'applique à cette différence une transformée de Fourier, représentée sur la figure III.3.2 (centre). Le pic secondaire, entouré sur cette image, est sélectionné et recentré ( $\mathcal{F}[I_{-,i}]$ ). Enfin, je prend une transformée de Fourier inverse pour obtenir  $I_{-,i}$ , dont les parties réelles et imaginaires sont présentées sur la figure III.3.2, à droite. Je le met alors sous la forme d'un vecteur réel en concaténant les parties réelles et imaginaires :  $\vec{I_{-,i}}$ .

En répétant ce traitement pour les  $N_{DM}^2$  vecteurs de la base  $\{k_i\}$ , on crée la matrice d'interaction  $D$  de taille  $2K_{I_-}^2 \times N_{DM}^2$ , reliant les tensions du miroir à leur réponse dans l'estimation  $\vec{I_-}$ . Je définis alors, pour trouver le vecteur de tension  $k$  permettant de compenser une mesure quelconque  $\vec{I_-}$ , le critère des moindres carrés par la minimisation de la distance (voir équation I.3.30) :

$$d_{I_-}^2 = \|D.k - \vec{I_-}\|^2, \quad (\text{III.3.3})$$

On utilise alors la méthode SVD (décrite précisément dans le paragraphe I.3.7.4) pour obtenir  $D^\dagger$ . On a montré que le vecteur tension :

$$k = D^\dagger.\vec{I_-}, \quad (\text{III.3.4})$$

est solution du problème des moindres carrés. Le vecteur tension  $k$  est donc ensuite appliqué en boucle fermée (avec un gain  $g$ ) au miroir déformable pour obtenir la minimisation de  $\vec{I_-}$  (et de  $I_-$ ).

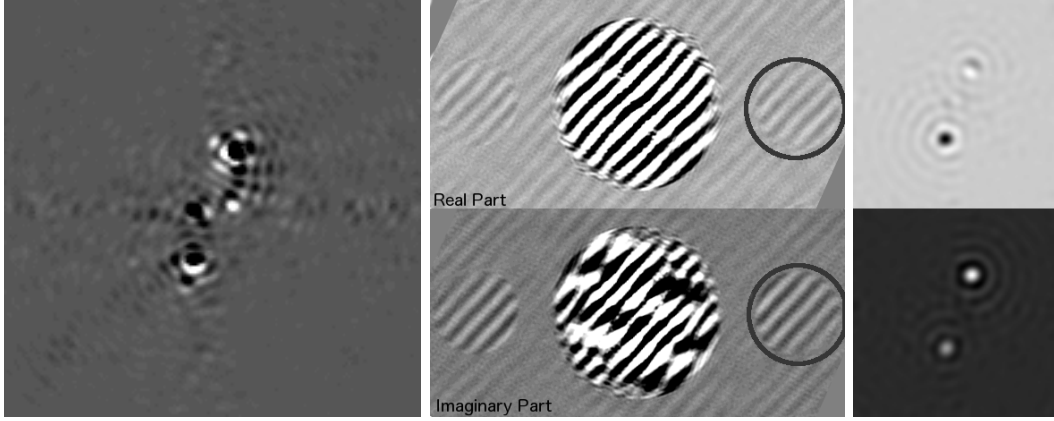


FIGURE III.3.2 – A gauche, différence des images de plan focal présentées sur la figure III.3.1 (centre et droite). J’applique une transformée de Fourier à cette image (centre). Le pic secondaire ( $\mathcal{F}[I_{-,i}]$ ) est sélectionné, recentré et j’applique ensuite une transformée de Fourier inverse pour obtenir  $I_{-,i}$  (dont les parties réelles et imaginaires sont présentées à droite). Figure obtenue à partir de données expérimentales prises sur le banc THD et tirée de Mazoyer et al. (2013b).

On remarque que la minimisation de la distance définie à l’équation III.3.3 est équivalente, dans l’espace des fonctions complexes à la résolution de l’équation :

$$\forall i \leq N_{DM}^2, \quad \frac{\partial}{\partial k_i} \left( \int_{DH} \left| \sum_j k_j I_{-,j}(\vec{x}) - I_{-}(\vec{x}) \right|^2 d\vec{x} \right) = 0, \quad (\text{III.3.5})$$

Avant de prouver que le choix de cet estimateur est judicieux et que sa minimisation permet effectivement de réduire l’intensité stellaire dans le plan focal, je fais trois remarques sur la matrice d’interaction  $D$  :

- a. Dans Mazoyer et al. (2013a), les actionneurs en dehors de la pupille (contenant 27 actionneurs dans une direction) faisaient que la base composée des  $N_{DM}^2$  fonctions d’influence des actionneurs sur le miroir filtrées par la pupille  $\{s_i P\}$  n’était pas une famille libre (et donc pas une base, rigoureusement). Il peut paraître étonnant qu’en utilisant le même miroir et la même pupille, on trouve une famille libre de modes du miroir déformable (les sinus et les cosinus) de taille  $N_{DM}^2$ . Il est donc évident que cette nouvelle famille  $\{s_i P\}$  de surfaces filtrées par la pupille n’est pas non plus libre.

Pour s’en convaincre, on peut imaginer une pupille n’incluant que deux actionneurs : dans une direction, on a seulement le cosinus (actionneurs poussés tous les deux) et le sinus (un actionneur poussé et un tiré). Dans ce cas limite, toutes les fréquences appliquées au miroir déformable dans une direction sont une combinaison de ces deux fréquences.

Cependant, aucun des vecteurs de cette nouvelle famille n’appartient au noyau de l’application linéaire  $D$  reliant les mouvements sur le miroir déformable à la mesure de l’estimateur (contrairement aux fonctions d’influence d’actionneurs en dehors de la pupille dans la méthode précédente) et l’on a donc pas de colonnes nulles (ou ne contenant que du bruit) dans la matrice  $D$ . La dépendance entre les vecteurs peut être gérée au moment de la pseudo-inversion de  $D$ . Dans un premier temps, on a ainsi utilisé la famille complète (de  $32 \times 32$  actionneurs) et l’on a seillé les valeurs singulières trop petites lors de l’inversion SVD, comme décrit dans le paragraphe I.3.7.4 et dans Mazoyer et al. (2013a). Récemment, une nouvelle famille de vecteurs de seulement  $27 \times 27$  cosinus et sinus a été créée pour que



les  $I_{-,i}$  forment une famille libre dans l'espace de l'estimateur (et donc pour ne pas avoir de valeurs singulières nulles lors de l'inversion de  $D$ ).

- b. Dû au caractère discret des actionneurs sur le miroir, les cosinus et sinus décrits dans les équations III.3.1 et III.3.2 produisent sur la surface du miroir des approximations de véritables cosinus et sinus. J'ai vérifié suite à l'étude au LAM que les cosinus et les sinus produits par le miroir déformable sont très proches de ceux produits avec le miroir que j'ai développé en simulation. Une autre approche serait alors de construire, en simulation, des surfaces cosinus et sinus (vecteurs  $s_i$  de ma base de modes du miroir) et de les projeter sur la base propre des actionneurs du miroir pour mesurer les tensions  $k_i$  à appliquer au miroir pour obtenir des cosinus et sinus de meilleure qualité. J'ai réalisé des simulations montrant que cette opération ne changeait rien aux résultats en contraste. J'ai donc continué à appliquer les cosinus et sinus décrits dans les équations III.3.1 et III.3.2.
- c. Enfin, pour accéder à  $I_-$ , on effectue 2 transformées de Fourier successives. On peut donc le ré-échantillonner simplement, ce qui permet de diminuer ainsi la taille  $K_{I_-}$  sans perte d'information. On peut ainsi réduire la taille de la matrice d'interaction  $D$ . Dans l'image du plan de Fourier, on sélectionne le pic secondaire, de diamètre  $(D_L + D_R)$  (en pixel). Avant de prendre la transformée de Fourier inverse, on re-dimensionne cette image à la limite de Shannon  $(2(D_L + D_R))$  (en pixel). Dans la transformée de Fourier, chaque  $I_{-,i}$  produit donc une tache de 2 pixels de large. On sélectionne uniquement le DH, qui a donc une taille de 2 pixels  $\times$  27 actionneurs, soit  $K_{I_-} = 54$ . En pratique, on ne se placera pas exactement à la limite de Shannon et l'on choisira  $K_{I_-}$  supérieur à 54.

### III.3.1.2 Équivalence avec la minimisation de $A_S$

Il s'agit maintenant de vérifier que la minimisation de  $I_-$  conduit bien à la minimisation de  $A_S$  par la méthode des moindres carrés. Supposons, comme dans la partie 2 de Mazoyer et al. (2013a) que l'on a accès par une méthode quelconque à une estimation de  $A_S$  au sein du DH. De la même façon, je note  $\vec{A}_S$  le vecteur réel où ses parties réelle et imaginaire sont mises en vecteur et concaténées. Pour la minimisation de cet estimateur, on crée une matrice d'interaction  $D'$  reliant les tensions sur les actionneurs du miroir aux valeurs de l'estimateur de  $\vec{A}_S$  dans le DH. On cherche toujours le vecteur de tension  $k$  à appliquer au miroir déformable pour minimiser la distance :

$$d_{A_S}^2 = \|D'.k - \vec{A}_S\|^2 . \quad (\text{III.3.6})$$

La minimisation de cette distance est équivalente, dans l'espace des fonctions complexes, à la résolution de l'équation :

$$\forall i \leq N_{DM}^2, \quad \frac{\partial}{\partial k_i} \left( \int_{DH} \left| \sum_j k_j A_{S,j}(\vec{x}) - A_S(\vec{x}) \right|^2 d\vec{x} \right) = 0 , \quad (\text{III.3.7})$$

Or, on a  $I_- = A_S A_R^*$  (multiplication de fonctions complexes). Je vais montrer l'équivalence entre les équations III.3.5 et III.3.7, sous les hypothèses suivantes :

**Hypothèse 1 :**

$$\forall \vec{x} \in DH, \quad |A_R|^2(\vec{x}) \neq 0 . \quad (\text{III.3.8})$$

Cette hypothèse a déjà été étudiée dans le chapitre précédent, sous réserve de satisfaction de l'équation 40 (Mazoyer et al., 2013a).

**Hypothèse 2 :**

$$\forall \vec{x} \in DH, \quad \frac{\partial A_R(\vec{x})}{\partial k} = 0. \quad (\text{III.3.9})$$

Cette hypothèse signifie que les aberrations de la pupille n'ont pas d'influence sur le champ complexe de la voie de référence. En effet, par la première hypothèse, le premier anneau sombre de  $|A_R|^2$  à un rayon plus grand que le DH. A l'intérieur de ce premier anneau, la fonction d'étalement du point est en effet très peu impactée par de faibles aberrations (Perrin et al., 2003).

**Hypothèse 3 :**

$$\forall r, \quad \forall \vec{x} \in DH \text{ tel que } \sqrt{|\vec{x}|^2} \in [r, r + 1\lambda/D], \quad |A_R|^2(\vec{x}) \simeq \text{cst}. \quad (\text{III.3.10})$$

J'avais supposé dans le chapitre précédent que, sous réserve de satisfaction de l'équation 40 (Mazoyer et al., 2013a),  $|A_R|^2$  était uniforme sur le DH. Or, la figure 14 de Mazoyer et al. (2013a) montre bien que, même pour un petit diaphragme de référence ( $\gamma = 22.8$ , courbe noire sur cette figure),  $|A_R|^2$  varie tout de même d'un facteur 10 sur le DH (de  $3.10^{-7}$  à  $3.10^{-8}$ ). Cette nouvelle hypothèse, moins contraignante, signifie que  $|A_R|^2$  est uniforme localement, sur une taille de  $1\lambda/D$ . Sur la figure 14 de Mazoyer et al. (2013a), on vérifie que pour un petit diaphragme de référence ( $\gamma = 22.8$ ) la variation locale (sur  $1\lambda/D$ ) de  $|A_R|^2$  n'est que de 30% au maximum (dans les coins du DH, entre  $18$  et  $19\lambda/D$ ).

Grâce à ces trois hypothèses, je vais pouvoir déduire l'équivalence entre la minimisation de  $I_-$  (équation III.3.5) décrite dans le paragraphe précédent et celle de  $A_S$  (équation III.3.7), décrite dans ce paragraphe. Comme  $I_- = A_S A_R^*$ , l'équation III.3.5 est équivalente à :

$$\forall i \leq N_{DM}^2, \quad \frac{\partial}{\partial k_i} \left( \int_{DH} \left| \sum_j k_j A_{S,j}(\vec{x}) A_R^*(\vec{x}) - A_S(\vec{x}) A_R^*(\vec{x}) \right|^2 d\vec{x} \right) = 0. \quad (\text{III.3.11})$$

Cette équation est de la forme  $\int_{DH} |f|^2$  (carré d'une norme) et se dérive en  $2 \int_{DH} (f')^* f$  (produit scalaire associé de  $f'$  et  $f$ ), où  $f'$  est la dérivée de la fonction  $f$ . J'en déduis, en utilisant l'hypothèse 2 :

$$\forall i \leq N_{DM}^2, \quad 2 \int_{DH} A_{S,i}^*(\vec{x}) A_R(\vec{x}) \left( \sum_j k_j A_{S,j}(\vec{x}) A_R^*(\vec{x}) - A_S(\vec{x}) A_R^*(\vec{x}) \right) d\vec{x} = 0, \quad (\text{III.3.12})$$

qu'on factorise en :

$$\forall i \leq N_{DM}^2, \quad 2 \int_{DH} A_{S,i}^*(\vec{x}) \left( \sum_j k_j A_{S,j}(\vec{x}) - A_S(\vec{x}) \right) |A_R(\vec{x})|^2 d\vec{x} = 0. \quad (\text{III.3.13})$$

Or  $A_{S,i}$  est nul sur tout le DH sauf sur deux *speckles* localisés et symétriques par rapport au centre du plan focal. L'intégrale peut donc s'écrire uniquement sur le support de  $A_{S,i}$  (noté  $S_{A_{S,i}}$ ). Sur ce support, l'hypothèse 3 assure que  $|A_R(\vec{x})|^2$  est constant. L'équation des moindres carrés peut donc s'écrire :

$$\forall i \leq N_{DM}^2, \quad 2 |A_R|^2 \int_{S_{A_{S,i}}} A_{S,i}^*(\vec{x}) \left( \sum_j k_j A_{S,j}(\vec{x}) - A_S(\vec{x}) \right) d\vec{x} = 0. \quad (\text{III.3.14})$$

Finalement, en utilisant l'hypothèse 1, on déduit l'équivalence avec cette équation :

$$\forall i \leq N_{DM}^2, \quad 2 \int_{S_{A_{S,i}}} A_{S,i}^*(\vec{x}) \left( \sum_j k_j A_{S,j}(\vec{x}) - A_S(\vec{x}) \right) d\vec{x} = 0. \quad (\text{III.3.15})$$

On remarque alors que cette dernière équation est équivalente à l'équation III.3.7 en utilisant le même processus (dérivation et caractère localisé de  $A_{S,i}$ ) que j'ai suivi dans les équations précédentes. J'ai donc prouvé que, sous des hypothèses moins contraignantes que précédemment, la minimisation de l'estimateur  $I_-$  est équivalente à la minimisation de  $A_S$  par la méthode des moindres carrés, et donc à la minimisation de  $I_S$ .

### III.3.1.3 Intensité stellaire dans le plan focal du coronographe

Cette équivalence pourrait sembler suffisante. Cependant, que signifie cette minimisation dans le plan focal de la *self-coherent camera*, où de la lumière stellaire est ré-introduite par le diaphragme de référence? J'avais montré dans le chapitre précédent (paragraphe 5.5.1 de Mazoyer et al., 2013a) que la lumière stellaire introduite par la voie de référence, à la fin de la correction, n'avait pas d'impact sur le contraste des franges et n'était donc pas un facteur limitant de la correction. Cependant, il est nécessaire d'étudier l'impact de cette lumière stellaire sur la détection du signal de l'objet astrophysique d'intérêt  $I_C$ . L'intensité stellaire dans le plan focal de la *self-coherent camera* est :

$$\|A_S + A_R\|^2 = \|A_S\|^2 + \|A_R\|^2 + 2\Re[A_S \cdot A_R^*] , \quad (\text{III.3.16})$$

et l'on a toujours :

$$\Re[A_S \cdot A_R^*] \leq \|A_S\| \|A_R\| . \quad (\text{III.3.17})$$

Par un raisonnement similaire à celui utilisé dans la partie 5.5.1 de Mazoyer et al. (2013a), on a alors plusieurs cas. Initialement, avant minimisation de  $I_-$ , on a  $\|A_R\|^2 \ll \|A_S\|^2$ , et la détection du signal  $I_C$  de la planète est limitée par le niveau important des *speckles*. On commence ensuite la minimisation de  $I_-$ . Si l'on n'est pas limité par d'autres effets (voir chapitre III.4) et comme la correction n'est pas limitée par la lumière issue du diaphragme de référence, on finit dans le cas  $\|A_S\|^2 \ll \|A_R\|^2$ . On a alors  $\|A_S + A_R\|^2 \simeq \|A_R\|^2 = I_R$ . La détection est alors limitée par le signal de la voie de référence  $I_R$ . Si l'on prend l'hypothèse que l'on peut enregistrer une image  $I_{R,ref}$  de ce signal indépendamment (comme je l'ai fait lors de la description de la *self-coherent camera* comme technique de post-traitement, voir paragraphe I.4.4.3), l'intensité stellaire dans le plan focal est finalement  $I_R - I_{R,ref}$  et la détection de la planète est simplement limitée par le bruit de photon du signal de la voie de référence (et le bruit de lecture du détecteur que l'on a pas noté ici).

Comme je l'ai évoqué dans la partie 5.5.1 de Mazoyer et al. (2013a), il est cependant possible à tout moment de prendre une plus petite taille de diaphragme de référence une fois la correction avancée. L'idéal est d'avoir en permanence  $\|A_S\|^2$  et  $\|A_R\|^2$  de niveaux comparables pour pouvoir corriger en boucle fermée sans être limité par le flux de la référence. Enfin, ce paragraphe ne tient pas compte des techniques post-traitement spécifiques à la *self-coherent camera* qui peuvent être appliquées à l'image frangée (voir paragraphe I.4.4.3).

Dans ce paragraphe, j'ai prouvé que la minimisation de l'estimateur  $I_-$  était parfaitement adaptée à l'objectif de haut contraste dans le plan focal, sous des hypothèses beaucoup moins contraignantes que celles que j'avais utilisées dans le paragraphe précédent. En effet, aucune hypothèse n'a été prise sur les aberrations introduites par le masque coronagraphique ou sur la variation de différence de marche entre les différents diaphragmes du plan de Lyot. On peut donc légitimement s'attendre à de meilleurs résultats en contraste. Avant d'introduire les résultats de cette méthode dans Mazoyer et al. (2014a), je présente rapidement d'autres améliorations mises en place sur le banc THD entre ces deux publications et qui expliquent aussi l'amélioration des performances.

### III.3.2 Autres améliorations apportées

La première amélioration est le recentrage de la pupille sur le miroir déformable. On a vu dans le chapitre II.3 que le recentrage avait été rendue possible par l'étude précise des pannes des actionneurs 197 (couplé) et 841 (lent). J'ai aussi montré, dans cette même partie, que pour une pupille de 27 actionneurs de diamètre, en corrigeant en post-traitement toutes les fréquences accessibles au miroir déformable, les aberrations résiduelles passaient de 8 nm (RMS) à 6 nm (RMS) lors du recentrage. De plus, la figure 11 de Mazoyer et al. (2013a) montre bien que les aberrations d'amplitude introduites par le miroir déformable à cause d'effets de vignetage par les optiques du banc sont plus importantes sur les bords haut et gauche de la pupille, qui correspondent aux bords du miroir déformable.

La seconde amélioration est due à l'utilisation de la caméra Neo sur le banc. Cette caméra et ses performances ont été étudiées dans le chapitre II.2 de cette thèse. Cette camera, malgré ses défauts, possède tout de même un bruit dix fois inférieur et une saturation 4 fois supérieure à l'ancien détecteur. On peut se demander pourquoi l'augmentation de la dynamique est importante alors que l'on a à disposition, pour le moment, une étoile simulée par une source laser dont on peut augmenter à volonté la puissance<sup>2</sup>. Il faut cependant se rappeler qu'il est nécessaire, pour estimer  $I_-$  (étape nécessaire aux deux méthodes décrites) de prendre la transformée de Fourier de l'image dans le plan focal. Or, une zone saturée dans l'image introduit des fréquences artificielles dans tout le plan de Fourier qui vont perturber la mesure de  $\mathcal{F}[I_-]$ . L'augmentation de la dynamique permet de travailler à des contrastes de plus en plus élevés en limitant la saturation des zones non corrigées et du centre du plan focal, plus ou moins bien atténué selon les coronagraphes.

Pour la même raison, la façon de sélectionner la zone de correction dans les paragraphes 5.2 et 5.4 de Mazoyer et al. (2013a) a aussi été changée. Le masque carré  $S_q$  de taille  $K_{S_q} \times K_{S_q}$  est ainsi directement appliqué sur l'image du plan focal, avant la première transformée de Fourier. Or, une coupe brutale (masque binaire) a aussi comme effet de produire des fréquences artificielles dans tout le plan de Fourier. J'utilise donc un masque défini grâce à une fonction de Butterworth :

$$\forall \vec{x} = (x_1, x_2), \quad S_{bw}(\vec{x}) = \frac{1}{\sqrt{1 + (2x_1/K_{S_q})^{2n}}} \times \frac{1}{\sqrt{1 + (2x_2/K_{S_q})^{2n}}} \quad (\text{III.3.18})$$

où  $n$  est l'ordre de la fonction (plus  $n$  est grand, plus la coupure est brutale et plus elle introduit de fréquences artificielles dans le plan de Fourier). Cette fonction de Butterworth est aussi utilisée pour sélectionner seulement la moitié du plan focal lors de la correction en phase et amplitude, ainsi que dans un masque circulaire appliqué pour masquer le centre du plan focal lorsque celui-ci est saturé (toujours avant la première transformée de Fourier).

Après avoir précisé les différences théoriques et expérimentales mise en place sur le banc THD entre les deux publications, je présente maintenant les résultats de la seconde approche.

### III.3.3 Résultats (Mazoyer et al., 2014a)

---

2. ce qui ne sera plus le cas lors d'une utilisation de la self-coherent camera sur télescope, bien sûr !

L E

# High-contrast imaging in polychromatic light with the self-coherent camera

J. Mazoyer, P. Baudoz, R. Galicher, and G. Rousset

LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC Paris 6 and Denis Diderot Paris 7, 92195 Meudon, France  
 e-mail: [johan.mazoyer@obspm.fr](mailto:johan.mazoyer@obspm.fr)

Received 6 January 2014 / Accepted 24 February 2014

## ABSTRACT

**Context.** In the context of direct imaging of exoplanets, coronagraphs are commonly proposed to reach the required very high contrast levels. However, wavefront aberrations induce speckles in their focal plane and limit their performance.

**Aims.** An active correction of these wavefront aberrations using a deformable mirror upstream of the coronagraph is mandatory. These aberrations need to be calibrated and focal-plane wavefront-sensing techniques in the science channel are being developed. One of these is the self-coherent camera, of which we present the latest laboratory results.

**Methods.** We present here an enhancement of the method: we directly minimized the complex amplitude of the speckle field in the focal plane. Laboratory tests using a four-quadrant phase-mask coronagraph and a  $32 \times 32$  actuator deformable mirror were conducted in monochromatic light and in polychromatic light for different bandwidths.

**Results.** We obtain contrast levels in the focal plane in monochromatic light better than  $3 \times 10^{-8}$  (RMS) in the  $5\text{--}12 \lambda/D$  region for a correction of both phase and amplitude aberrations. In narrow bands (10 nm) the contrast level is  $4 \times 10^{-8}$  (RMS) in the same region.

**Conclusions.** The contrast level is currently limited by the amplitude aberrations on the bench. We identified several improvements that can be implemented to enhance the performance of our optical bench in monochromatic as well as in polychromatic light.

**Key words.** instrumentation: high angular resolution – instrumentation: adaptive optics

## 1. Introduction

Planets detected with indirect methods often orbit their star at a small semi-major axis, while direct imaging targets objects located at larger distances from their star. Therefore, the development of this technique might lead to the discovery of entirely new objects, following the detection of  $\beta$ -pic b (Lagrange et al. 2009) and of the HR 8799 system (Marois et al. 2008, 2010). Direct imaging performed on broad bandwidths will also allow surface and atmosphere spectroscopic analysis. However, the main challenge of direct imaging is the high contrast level required to separate the planet signal from the stellar light.

Most direct-imaging instruments use coronagraphs to reject the stellar light. But their performance is strongly limited by phase and amplitude aberrations in the incident wavefront, which produce stellar speckles in the image plane. To compensate for all these aberrations and reduce the speckle level, an active correction including a focal plane wavefront sensor paired with a deformable mirror (DM) is mandatory. Several techniques have been developed to retrieve phase and amplitude aberrations directly in the focal plane of a coronagraph, using either the application of known phases on the DM (Bordé & Traub 2006) or a specific instrumental design. Among these, the self-coherent camera (SCC, Baudoz et al. 2006) uses the coherence between the focal plane speckles and the stellar light rejected by the coronagraph. This technique has already reached high contrast levels in simulations (Galicher et al. 2010) and experimentally (Mazoyer et al. 2013a) in monochromatic light.

This paper presents the latest laboratory performance obtained with the SCC. An enhancement of the method is described in Sect. 2, and we present the current bench configuration in Sect. 3. Results are presented in Sect. 4 for monochromatic light and in Sect. 5 for polychromatic light.

## 2. Speckle minimization

In this section, we briefly recall the formalism used in Mazoyer et al. (2013a) and introduce the improvement added to this technique. In the SCC, we modify the Lyot stop of a coronagraph by adding an off-axis small circular reference hole. This hole selects part of the coherent light rejected by the coronagraphic mask and creates interference fringes over the speckle field in the focal plane (Fig. 1, left). We call  $\xi_0$  the 2D-position of the reference hole relative to the center of the pupil.  $A_S$  and  $A_R$  are the complex amplitudes in the focal plane of the speckles and of the reference wave. The intensity  $I$  in the SCC image at a given wavelength  $\lambda$  is

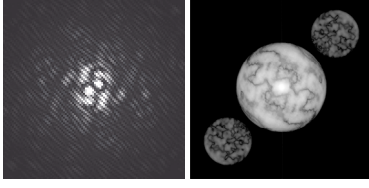
$$I(\mathbf{x}) = |A_S(\mathbf{x})|^2 + |A_R(\mathbf{x})|^2 + A_S(\mathbf{x})A_R^*(\mathbf{x}) \exp\left(\frac{2i\pi\mathbf{x}\cdot\boldsymbol{\xi}_0}{\lambda}\right) + A_S^*(\mathbf{x})A_R(\mathbf{x}) \exp\left(-\frac{2i\pi\mathbf{x}\cdot\boldsymbol{\xi}_0}{\lambda}\right), \quad (1)$$

where  $\mathbf{x}$  is the coordinate in the focal plane and  $A^*$  the conjugate of  $A$ . The last two terms in Eq. (1) express the spatial modulation with a fringe period of  $\lambda/||\boldsymbol{\xi}_0||$ . We call  $D$  and  $D_R$  the diameters of the Lyot and reference holes. If  $||\boldsymbol{\xi}_0|| > 1.5D$ , the Fourier transform ( $\mathcal{F}$ ) of  $I$  (represented in Fig. 1, right) is composed of a central lobe (Fourier transform of the first line in Eq. (1)) and two lateral lobes,  $\mathcal{F}[I_+]$  and  $\mathcal{F}[I_-]$  (two other lines). We select  $\mathcal{F}[I_-]$ , center it, and apply an inverse Fourier transform to obtain  $I_-$ , which we use to minimize the speckle field:

$$I_- = A_S A_R^*. \quad (2)$$

The largest correction zone in the focal plane achievable by an  $N \times N$  actuator DM is the square  $[-N, N]^2$  in  $\lambda/D$ . We refer





**Fig. 1.** Intensity of the speckle field (simulation) in the focal plane of an SCC (*left*) and its Fourier transform (*right*) for monochromatic light.

to this zone as the dark hole (DH). If the reference hole is small enough ( $D_R < \frac{1.22\sqrt{2}}{N}D$ , Mazoyer et al. 2013a), then  $A_R^*$  is nonzero over the DH and all speckles are fringed in the DH. Under this assumption, the minimization of  $I_-$  corresponds to the minimization of the fringed speckles in the full DH.

In previous papers (Galicher et al. 2010; Mazoyer et al. 2013a),  $I_-$  was used to retrieve the phase and amplitude aberrations in the pupil plane upstream of the coronagraph and minimize them. This method was dependent on a model of the coronagraph. In this letter, we directly minimize  $I_-$  because our goal is to minimize the complex amplitude of the fringed speckles in the focal plane, not the aberrations in the pupil plane. For that purpose, we used a linearized approach technique as in classical adaptive-optic systems (Boyer et al. 1990). We used a modal actuator basis composed of sinus and cosinus functions for all the spatial frequencies achievable by the DM (Poyneer & Véran 2005). This basis is interesting because it creates localized speckles in the focal plane (Mazoyer et al. 2013b). For each mode applied to the DM, we recorded the corresponding complex quantity  $I_-$ . We built the interaction matrix that links the actuator voltages to their signature in  $I_-$ . The generalized inverse of this matrix by the singular-value decomposition (SVD) method allowed us to compute the control matrix, which gives the DM surface  $\phi_{DM}$  that minimizes any measured  $I_-$  in the least-squares meaning. This matrix can be applied in a closed loop between the focal plane and the DM. We recalibrated this matrix after achieving a first deep correction to improve the contrast level.

### 3. Experimental setup

Our high-contrast bench is described in Mazoyer et al. (2013b). In this section, we briefly present the main parameters used in the current experiments. The diameters of the pupils are 8.1 mm for the unobstructed entrance pupil, 8 mm for the Lyot pupil, and 0.35 mm for the reference hole. We set  $\|\xi_0\| = 1.8D$ .

The focal plane coronagraph mask is a four-quadrant phase mask (FQPM, Rouan et al. 2000). This coronagraph mask induces a  $\pi$  phase shift in two quadrants in diagonal with respect to the two other quadrants. In our experiment, the  $\pi$  phase shift is induced by a step in the material and is therefore optimized for a single wavelength of 637 nm ( $\pm 5$  nm).

We used an optical fiber source fed either by a monochromatic laser diode or by a filtered supercontinuum laser source. Table 1 presents the central wavelengths ( $\lambda$ ) and spectral bandwidths and resolutions ( $\Delta\lambda$  and  $R$ ) for all the spectral filters applied to the white source and for the monochromatic diode.

Out of the  $32 \times 32$  actuators of the DM, we used 27 actuators across the pupil ( $N = 27$ ). As explained in Bordé & Traub (2006), phase and amplitude aberrations correction is possible with one DM on a half-DH. We also shrank the correction zone of  $1 \lambda/D$  to enhance performance. Finally, the actual correction zone was  $[0, 13] \times [-13, 13]$  (in  $\lambda/D$  at 637 nm). The contrast levels were retrieved by normalizing by the highest value of

**Table 1.** Central wavelengths and bandwidths of the filters.

Source	$\lambda$ (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	$R$
Diode	636.9	<1	>600
White source	633.2	7.5	84.4
	637.4	9.9	64.4
	643.7	9.4	68.5
	652.2	35.0	18.6
	657.1	8.6	76.4

noncoronagraphic image for the same source intensity. In the next sections, we successively show results obtained on the optical bench in monochromatic and polychromatic light.

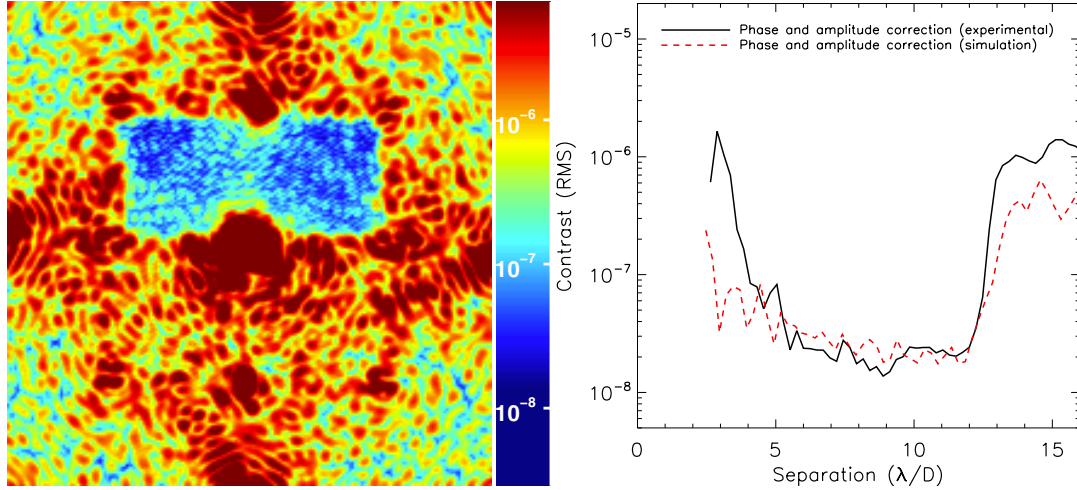
### 4. Monochromatic light results

The DH obtained in the focal plane after correction in monochromatic light is presented in Fig. 2 (left). High-contrast imaging was performed, and we obtained a half-DH. In this DH, correction levels can reach levels better than  $10^{-8}$ . However, we can see that speckles near the FQPM transitions (vertical and horizontal axis) are brighter than those in other parts of the DH. The phase of the electrical field shift quickly of  $\pi$  when a transition is crossed and a misregistration due to movement of the camera has more impact on the correction efficiency. However, the image of a putative planet located on a transition would be distorted and strongly attenuated, and the contrast level in these regions is not fully relevant. Therefore, we excluded  $1.8 \lambda/D$  around the vertical transition and  $1.8 \lambda/D$  above the horizontal transition in measuring the radial profile of the azimuthal standard deviation (in RMS) of the contrast levels. We plot this profile as a function of the distance to the star (in  $\lambda/D$ ) as a black solid line in Fig. 2 (right). The contrast levels obtained are better than  $3 \times 10^{-8}$  in the 5–12  $\lambda/D$  zone.

These results are better by a factor 13 than the results presented in Mazoyer et al. (2013a) on the same bench for two reasons. First, this improvement is mainly due to the fact that no assumption on the coronagraphic mask or on the reference hole is made to retrieve the complex field associated to the speckles, whereas the estimation in Mazoyer et al. (2013a) was model-dependent. The use of a new detector with a better dynamic range also limits the saturation in the image (saturation creates oscillations in the Fourier plane), which allows a more stable and deeper correction.

At the end of the correction, speckles are still fringed in the DH (Fig. 2, left), which means that some speckles are currently encoded by the SCC but beyond correction capability. Most of the amplitude aberrations (which are about 10% RMS in intensity) are induced by a vignetting effect linked to high-frequency structures in the DM surface (see Mazoyer et al. 2013a). We simulated an SCC correction introducing amplitude-only aberrations measured on the bench (Fig. 11 *ibid.*). The radial profile of the result image of the simulation is plotted in Fig. 2 (right) as a red dashed line. In the 3–13  $\lambda/D$  region, the simulation (without phase error or noise) and experimental results match well, which shows that the residuals after correction are set by the high-amplitude errors, not by the SCC performance. Indeed, even if we correct on a half-DH, the speckles in the uncorrected half-DH are leaking into the corrected area (Giveron et al. 2006). This limit may be overcome by introducing a second DM on the optical bench (Pueyo et al. 2010).

Simulation and experimental results differ below 3  $\lambda/D$  and outside the DH ( $>13 \lambda/D$ ). The differences below 3  $\lambda/D$  can



**Fig. 2.** *Left:* experimental half DH obtained in monochromatic light. *Right:* radial profiles obtained for phase and amplitude correction on the experimental bench (black solid line) and in simulation with realistic amplitude aberration and no phase errors (red dashed line).

be explained by a possible poor estimation and correction of the low-order amplitude aberrations due to the saturation of the detector in the center. Outside the DH, phase aberrations are not corrected, thus simulation (without phase error) and experimental correction (with phase errors) are not expected to match.

## 5. Polychromatic light results

The FQPM used on the bench limits the bench performance in polychromatic light. Indeed, the phase shift induced by a monochromatic FQPM is slightly different for each wavelength (Riaud et al. 2003). Therefore, the on-axis light at a wavelength different from the optimal one is not completely rejected outside the Lyot pupil. This light creates an Airy pattern (Galicher et al. 2011) in the image plane after the Lyot, which, because it is not created by wavefront errors, is scarcely corrected by the DM.

Galicher et al. (2010) also pointed out specific problems in the SCC estimation at broad bandwidths. In addition to the smearing of the speckles, the interference fringes have wavelength-dependent periods ( $\lambda/\|\xi_0\|$ ). This results in a blur of the fringes far away from the center of the image. Therefore, the fringes are contrasted only inside a stripe and the correction is hence limited to this zone. Assuming a flat spectrum, the width of this stripe is  $R\lambda/(2\|\xi_0\|)$ . The chromaticity can therefore limit the correction, according to whether this width is broader than the DH size or not. The stripe covers the whole DH if, and only if,

$$R \gtrsim N \sqrt{2} \frac{\|\xi_0\|}{D}, \quad (3)$$

assuming that the fringe of null optical path difference is centered on the image. For example, to cover at least a DH of  $[-13, 13]^2$  (in  $\lambda/D$ ) with  $\|\xi_0\| = 1.8D$ , Eq. (3) leads to  $R \gtrsim 66$ . We present here the correction for speckles in polychromatic light, first in narrow bandwidths (when Eq. (3) is satisfied), then for  $R = 18.6$ , where the correction is expected to be limited by the chromaticity of the SCC.

To obtain corrections in polychromatic light, we created an interaction matrix for each filter using the method presented in Sect. 2. These matrices were then used to perform active correction on half-DH at each filter. The radial profiles of these results

as a function of the distance to the star are plotted in Fig. 3 (left). The abscissa is in  $\lambda/D$  at 637 nm.

When using the filters centered on  $\lambda = 633.2$  nm,  $\lambda = 637.4$  nm and  $\lambda = 643.7$  nm, the results do not differ strongly from the monochromatic case. For these wavelengths, which are close to the optimal wavelength of the coronagraphic mask, contrasts are better than  $3.8 \times 10^{-8}$  in the 5–12  $\lambda/D$  zone. The performance with the  $\lambda = 657.1$  nm filter is more limited than the monochromatic case: a central Airy pattern appears in the center of the focal plane, because the light is only poorly rejected by the FQPM. Because they are not created by aberrations, these chromatic coronagraphic leaks can scarcely be corrected by the DM.

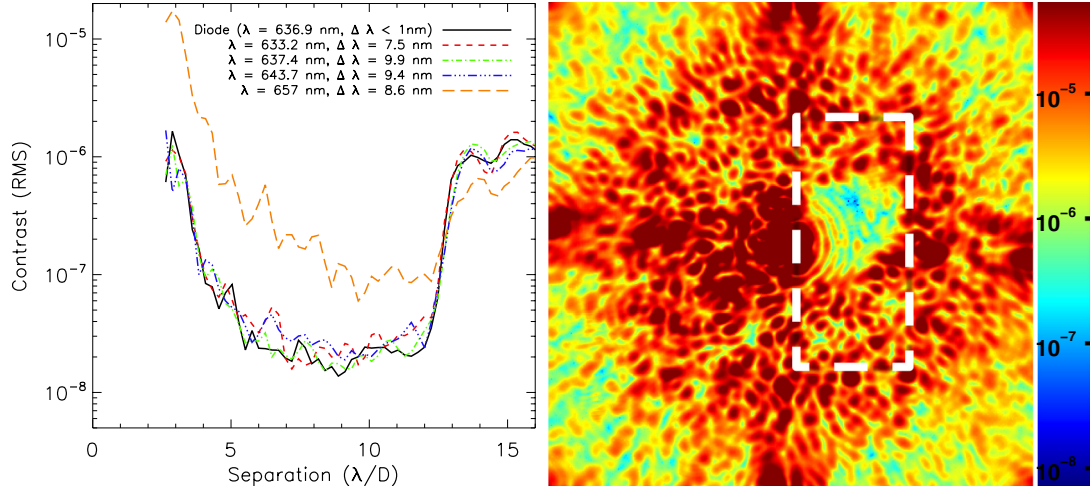
We also performed a correction in a half-DH with the  $R = 18.6$  filter. In this case, Eq. (3) is not satisfied and the correction is only achieved on a stripe. In Fig. 3 (right), we represent the correction on a quarter-DH, superposition of a half-DH (shown as the white dashed rectangle) and the stripe. In this DH, the results can reach  $10^{-7}$ . However, we can see the wings of the Airy pattern cause by FQPM chromatic leaks, which severely limit the performance in contrast.

Several solutions have been investigated to enhance the correction zone (Galicher et al. 2010). The association of an SCC with a Wynne compensator would prevent the blurring of the fringes. We might also use an integral field spectrometer (IFS), which is commonly used in high-contrast instruments for the detection and analysis of exoplanets. In each channel, if the bandwidth meets the requirements of Eq. (3), fringes would be contrasted in the full DH and an estimation of the speckle complex field would be possible. Finally, a slight modification of the SCC design might enhance the correction zone despite the blurring: the addition of a second reference hole in the Lyot plane produces another fringe pattern. If these two fringe patterns are oriented in a different direction, any speckle would be fringed by at least one of the reference wave, which would allow a correction on a larger zone.

## 6. Conclusion

We presented the latest improvements made to the self-coherent camera (SCC). We tested this technique on a laboratory bench and reached contrast levels (RMS) better than  $3 \times 10^{-8}$  in





**Fig. 3.** *Left:* radial profiles of the azimuthal standard deviation (RMS) of the contrast levels obtained experimentally for all filters for phase and amplitude correction. *Right:* half-DH for  $\lambda = 652.2$  nm and  $\Delta\lambda = 35.0$  nm.

the 5–12  $\lambda/D$  zone. This means that we improved the contrast level by a factor of 13 with respect to the previous version of the SCC (Mazoyer et al. 2013a). Numerical simulations showed that the current limitation is imposed by uncontrolled amplitude defects. For wavelengths close to the optimal wavelength of the coronagraphic mask and for narrow bands, contrast levels measured in the laboratory are better than  $4 \times 10^{-8}$  in the 5–12  $\lambda/D$  zone. The current limitation is the chromaticity of our coronagraph. As expected, in broader bandwidths, a dark hole can be obtained in a smaller correction zone with degraded performance.

To enhance the size and contrast level of this zone, we will study the multireference SCC, including experimental results, in a forthcoming paper. We also plan to use the SCC with more achromatic coronagraphs, such as the multi-FQPM (Galicher et al. 2011) or the dual-zone phase mask (N'diaye et al. 2012). This is expected to improve the chromatic behavior and show that the SCC is compatible with several coronagraphic masks.

*Acknowledgements.* J. Mazoyer is grateful to the CNES and Astrium (Toulouse, France) for supporting his Ph.D. fellowship.

## References

- Baudoz, P., Boccaletti, A., Baudrand, J., & Rouan, D. 2006, in IAU Colloq. 2006, eds. C. Aime, & F. Vakili, 553
- Bordé, P. J., & Traub, W. A. 2006, *ApJ*, 638, 488
- Boyer, C., Michau, V., & Rousset, G. 1990, in SPIE Conf. Ser. 1237, ed. J. B. Breckinridge, 406
- Galicher, R., Baudoz, P., Rousset, G., Totems, J., & Mas, M. 2010, *A&A*, 509, A31
- Galicher, R., Baudoz, P., & Baudrand, J. 2011, *A&A*, 530, A43
- Give'On, A., Kasdin, N. J., Vanderbei, R. J., & Avitzour, Y. 2006, *J. Opt. Soc. Am. A*, 23, 1063
- Lagrange, A., Kasper, M., Boccaletti, A., et al. 2009, *A&A*, 506, 927
- Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., et al. 2008, *Science*, 322, 1348
- Marois, C., Zuckerman, B., Konopacky, Q. M., Macintosh, B., & Barman, T. 2010, *Nature*, 468, 1080
- Mazoyer, J., Baudoz, P., Galicher, R., Mas, M., & Rousset, G. 2013a, *A&A*, 557, A9
- Mazoyer, J., Galicher, R., Baudoz, P., & Rousset, G. 2013b, in SPIE Conf. Ser., 8864
- N'diaye, M., Dohlen, K., Cuevas, S., et al. 2012, *A&A*, 538, A55
- Poyneer, L. A., & Véran, J.-P. 2005, *J. Opt. Soc. Am. A*, 22, 1515
- Pueyo, L., Shaklan, S. B., Give'On, A., et al. 2010, in 1st AO4ELT, Conf., Paris, eds. Y. Clénet, J.-M. Conan, Th. Fusco, & G. Rousset (EDP Science), 05009
- Riaud, P., Boccaletti, A., Baudrand, J., & Rouan, D. 2003, *PASP*, 115, 712
- Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., & Labeyrie, A. 2000, *PASP*, 112, 1479

### III.3.4 Comparaison des deux méthodes d'utilisation de la self-coherent camera

Les résultats que je viens de présenter montrent une amélioration d'un facteur 13 par rapport à Mazoyer et al. (2013a). Cette amélioration est due principalement à l'utilisation d'une nouvelle méthode théorique, utilisant des hypothèses moins contraignantes dans le modèle du banc lors de la minimisation. En outre, cette méthode ne nécessite pas de modification lors d'un changement de coronographe, contrairement à la méthode précédente. Il a été prouvé depuis qu'elle est effectivement prête à l'usage avec plusieurs configurations différentes du banc (différents coronographes de phase, introduction d'apodiseurs).

Cependant, la méthode de minimisation de la phase décrite auparavant est encore parfois utilisée sur le banc THD. En effet, le fait que cette minimisation se trouve dans un plan pupille<sup>3</sup> permet d'utiliser une base dont les effets sont non localisés dans le plan focal (la base propre des actionneurs du miroir déformable en l'occurrence). Cela permet de mieux accéder à des fréquences qui sont difficilement accessibles par la nouvelle méthode, comme les très basses fréquences (proches du centre du plan focal) ou les fréquences sur les transitions du FQPM. En outre, la méthode initiale, lorsqu'elle est utilisée sans masque de DH et sans correction d'amplitude permet véritablement d'aplatir la phase, ce qui n'est pas l'objectif de la nouvelle méthode. La méthode initiale est donc toujours utilisée de temps en temps pour la correction de phase, comme pour la remise à plat du miroir après un ré-alignement du banc. Elle a été aussi utilisée très récemment pour abaisser les tensions appliquées au miroir déformable, pour passer d'un niveau moyen autour de 70% à un niveau moyen autour de 25% tout en gardant la phase à plat (voir paragraphe II.3.5.2). Enfin, je l'ai utilisée pour obtenir une estimation de la course des actionneurs pour l'étude de l'actionneur lent (actionneur 841, voir paragraphe II.3.6.1).

Je décris maintenant plus précisément les différentes limitations actuelles du banc THD.

---

3. dans un plan à un nombre impaire de transformées de Fourier du plan focal



## Chapitre III.4

# Limitations actuelles et améliorations futures

Cette partie décrit les limitations identifiées sur le banc THD. Certaines de ces limitations vont être étudiées plus précisément par le doctorant me succédant depuis Septembre 2013 (date où je n’ai plus travaillé directement sur le banc THD) et des solutions ont déjà été mises en place qui seront décrites rapidement. Je commencerai par décrire les limitations dues spécifiquement au coronographe (paragraphe III.4.1) et à la *self-coherent camera* (paragraphe III.4.2) lorsqu’ils sont utilisés en large bande. Enfin, l’image de gauche de la figure 2 de Mazoyer et al. (2014a) montre bien que, même en lumière monochromatique, des *speckles* non corrigés sont encore visibles au fond du DH. J’étudie les raisons de cette limitation dans les paragraphes III.4.3 et III.4.4.

### III.4.1 Limitations des coronographes

Le coronographe FQPM que j’ai utilisé pour mes expériences est limité en large bande. La figure III.4.1 (gauche) montre le résultat d’une correction (au sens du calcul d’un vecteur de commande optimal du miroir déformable) en demi-DH (phase et amplitude) obtenue en lumière monochromatique et que l’on a éclairée “en boucle ouverte” par un faisceau en bande chromatique  $\lambda_0 = 650$  nm et  $\Delta\lambda = 35.0$  nm. On observe très clairement les anneaux d’une tache d’Airy dans le demi-DH. Cette tache d’Airy est due aux longueurs d’ondes qui ne sont pas diffractées par le FQPM et qui ne sont donc pas rejetées en dehors du diaphragme de Lyot (Galicher et al., 2011). On retrouve donc ces longueurs d’ondes sous la forme de taches d’Airy dans le plan focal. La figure III.4.1 (droite) montre le profil radial du contraste azimutal (RMS) en fonction de la distance mesuré sur ce demi-DH (en rouge). J’indique le profil radial de la correction sur ce même DH en lumière monochromatique (courbe noire). On voit que les performances obtenues en large bande sont très inférieures (d’un facteur 5) à celles obtenues en lumière monochromatique, pour la même correction (la même commande appliqués au miroir déformable). Cet effet n’est pas dû à la correction par la *self-coherent camera* mais bien au FQPM. Ces taches d’Airy ne sont pas créées par des aberrations et sont donc peu corrigeables par le miroir déformable<sup>1</sup>.

Un remplacement du coronographe FQPM par un autre moins chromatique permettrait, sans forcément améliorer les performances en monochromatique, de réduire ou d’annuler l’écart entre les performances monochromatiques et polychromatiques. Pour cette raison, deux autres corono-

---

1. Les techniques d’apodisation par la phase prouve qu’il est possible de légèrement corriger ces taches d’Airy. Cependant, la correction simultanée des aberrations de phase, d’amplitude et l’apodisation de ces taches d’Airy avec un seul miroir déformable ne conduit pas à des contrastes très élevés.

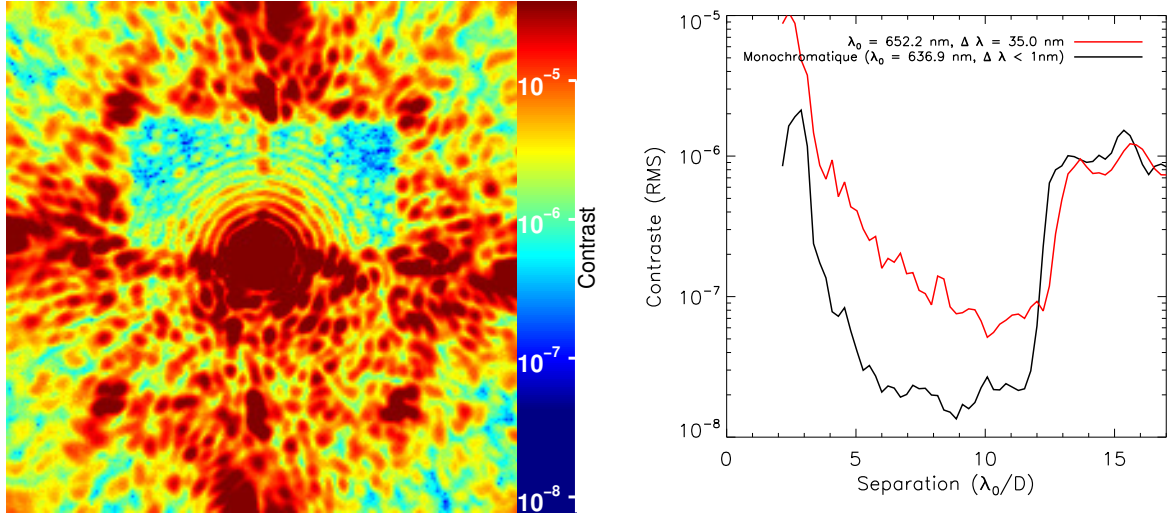


FIGURE III.4.1 – Limitations du FQPM en large bande. À gauche, une correction en demi-DH (phase et amplitude) obtenue en lumière monochromatique et que l'on a éclairée par un faisceau en bande chromatique  $\lambda_0 = 650$  nm et  $\Delta\lambda = 35.0$  nm. À droite, profil radial du contraste azimutal (RMS) sur ce demi-DH, éclairé à la longueur d'onde optimale du FQPM (courbe noire) puis en bande chromatique  $\lambda_0 = 650$  nm et  $\Delta\lambda = 35.0$  nm (courbe rouge).

graphes ont été mis en place sur le banc THD : le multi-FQPM et le DZPM, en collaboration avec Mamadou N'Diaye<sup>a,b</sup> et Kjetil Dohlen<sup>a</sup>. Une amélioration des performances a bien été observée, qui sera décrite en détail dans un article en préparation.

## III.4.2 Estimation en large bande spectrale

### III.4.2.1 Problème de l'estimation en large bande

J'ai décrit dans Mazoyer et al. (2014a) les problèmes de la correction par la *self-coherent camera* en large bande. Je suppose dans cette thèse que les aberrations sont achromatiques, ce qui implique que les *speckles* sont les mêmes pour chaque longueur d'onde, avec seulement une homothétie :

$$\begin{aligned} A_S(\vec{x}, \lambda) &= A_S\left(\frac{\vec{x}\lambda}{D_L}\right) \\ A_R(\vec{x}, \lambda) &= A_R\left(\frac{\vec{x}\lambda}{D_L}\right) \end{aligned} \quad (\text{III.4.1})$$

Les trois termes introduits dans l'équation I.4.4 deviennent alors :

$$\begin{aligned} I_{cent}(\vec{x}) &= \int_{\Delta\lambda} |A_S\left(\frac{\vec{x}\lambda}{D_L}\right)|^2 + |A_R\left(\frac{\vec{x}\lambda}{D_L}\right)|^2 + I_C(\vec{x}, \lambda) d\lambda, \\ I_{-}(\vec{x}) &= \int_{\Delta\lambda} A_S\left(\frac{\vec{x}\lambda}{D_L}\right) A_R^*\left(\frac{\vec{x}\lambda}{D_L}\right) \exp\left(\frac{2i\pi\vec{x}\xi_0}{\lambda}\right) d\lambda, \\ I_{+}(\vec{x}) &= \int_{\Delta\lambda} A_S^*\left(\frac{\vec{x}\lambda}{D_L}\right) A_R\left(\frac{\vec{x}\lambda}{D_L}\right) \exp\left(-\frac{2i\pi\vec{x}\xi_0}{\lambda}\right) d\lambda. \end{aligned} \quad (\text{III.4.2})$$

a. Laboratoire d'astrophysique de Marseille

b. Space Telescope Science Institute, Baltimore

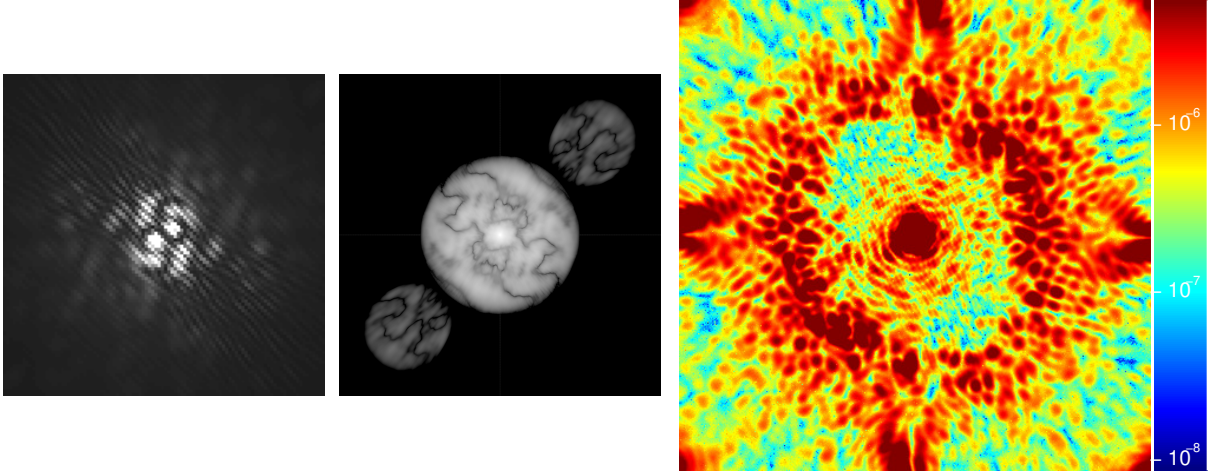


FIGURE III.4.2 – Influence d'une large bande spectrale dans la mesure de la self-coherent camera. Gauche : plan focal de la self-coherent camera avec un seul diaphragme de référence en large bande chromatique (pour  $R_\lambda = 8$ ). Centre : transformée de Fourier de ce plan focal. Droite : DH obtenu expérimentalement lors d'une correction en phase uniquement (DH complet), en bande large ( $\lambda_0 = 650 \text{ nm}$  et  $\Delta\lambda = 35.0 \text{ nm}$ , soit  $R_\lambda = 18.6$ ).

Lors de l'utilisation de la *self-coherent camera* en lumière monochromatique, la superposition de multiples motifs de franges à différentes longueurs d'ondes (et donc différents pas inter-frange) aura tendance à brouiller les franges loin de la frange de différence de chemin optique nul. Cet effet a été déjà décrit dans Galicher et al. (2010). Par conséquent, le plan focal ne sera frangé que sur une bande centrée sur cette frange blanche et de largeur (Galicher et al., 2010) :

$$d_{r_\lambda} = \frac{R_\lambda \lambda_0}{2\xi_0} \quad , \quad (\text{III.4.3})$$

à comparer à la taille du DH choisie. La figure III.4.2 (gauche) montre une simulation du plan focal lors de l'utilisation en large bande. On voit que seuls les *speckles* situés sur une bande sont frangés. Or l'estimation du champ complexe ne peut concerner que les *speckles* qui sont frangés. Une correction dans ce cadre donne donc un DH de la forme de celui présenté dans la figure III.4.2 (droite). Cette figure montre un DH complet (correction de la phase uniquement), obtenu sur le banc THD lors d'une correction en bande large ( $\lambda_0 = 650 \text{ nm}$  et  $\Delta\lambda = 35.0 \text{ nm}$ , soit  $R_\lambda = 18.6$ ). On voit que la correction ne peut s'effectuer que sur cette bande frangée.

Le même effet de superposition est aussi visible dans le plan de Fourier. En effet, le pic latéral  $\mathcal{F}[I_-]$  s'écrit maintenant :

$$\mathcal{F}[I_+](\vec{\xi}) = \int_{\Delta\lambda} \left( \frac{D_L}{\lambda} \right)^2 \mathcal{F}[A_S^* A_R] \left( \frac{\vec{\xi}\lambda}{D_L} \right) * \delta(\vec{\xi} - \vec{\xi}_0/\lambda) d\lambda \quad , \quad (\text{III.4.4})$$

et est une superposition de pics de diamètre variant continument entre  $(D_L + D_R)/(\lambda_0 + \Delta\lambda/2)$  et  $(D_L + D_R)/(\lambda_0 - \Delta\lambda/2)$  et dont le centre est situé à des distances variant entre  $\|\xi_0\|/(\lambda_0 + \Delta\lambda/2)$  et  $\|\xi_0\|/(\lambda_0 - \Delta\lambda/2)$ . L'intensité relative de ces pics décroît si leur distance au centre diminue. La transformée de Fourier d'un plan de Fourier simulée en lumière polychromatique  $R_\lambda = 8$  est montrée sur la figure III.4.2 (centre) et montre bien cette superposition et la déformation du pic secondaire.



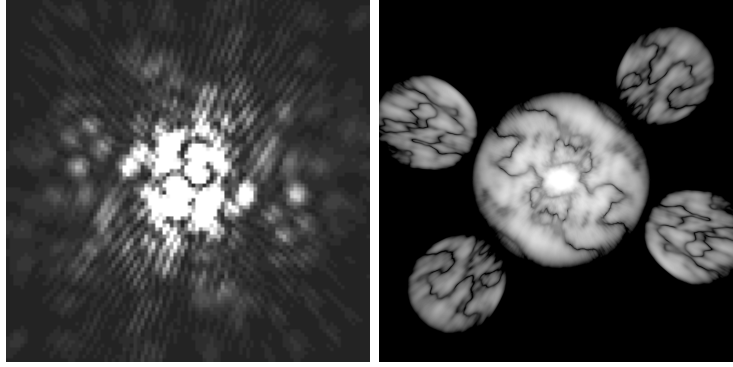


FIGURE III.4.3 – Influence d’une large bande spectrale dans la mesure de la self-coherent camera. Gauche : plan focal de la self-coherent camera avec un seul diaphragme de référence en large bande chromatique (pour  $R_\lambda = 8$ ). Centre : transformée de Fourier de ce plan focal. Droite : DH obtenu expérimentalement lors d’une correction en phase uniquement (DH complet), en bande large ( $\lambda_0 = 650 \text{ nm}$  et  $\Delta\lambda = 35.0 \text{ nm}$ , soit  $R_\lambda = 18.6$ ).

Ce problème peut être résolu en effectuant une correction en monochromatique puis en appliquant une lumière polychromatique, ce que l’on a fait dans la figure III.4.1. Cependant, cette solution n’est pas vraiment satisfaisante. D’une part, elle suppose l’achromaticité des *speckles* qui n’est pas exact à des niveaux de corrections importants et à de larges bandes spectrales. D’autre part, cette méthode en deux temps (étalonnage des *speckles* puis prise de l’image de science après ouverture de la boucle de correction) néglige un des principaux avantages de la self-coherent camera qui est sa capacité à effectuer des corrections simultanément à une prise d’images de science.

Plusieurs solutions ont donc été imaginées pour résoudre ce problème. La première est développée dans Galicher et al. (2010) : il s’agit d’utiliser un compensateur de Wynne (Wynne, 1979). Cet instrument, composés de deux triplets de lentilles consécutifs, permet de compenser la diffraction spectrale des *speckles* et des franges. On peut remarquer que cet instrument est aussi cité comme une amélioration possible du coronographe de Roddier-Roddier dans Soummer et al. (2003) pour se débarrasser de la dépendance chromatique radiale des performances de ce coronographe et du DZPM (voir paragraphe I.3.6.6.1).

Une seconde solution serait d’utiliser un IFS. Les largeurs spectrales des canaux d’un IFS actuels sont proches de  $R_\lambda \sim 60$  ( $R_\lambda \sim 55$  pour celui de SPHERE, Beuzit et al., 2010). On a vu dans Mazoyer et al. (2014a) que la self-coherent camera est capable de faire des corrections sur tout le DH pour ces largeurs de bandes. Une utilisation de la self-coherent camera à une référence en association avec un IFS permettrait d’avoir une estimation du champ complexe sur tout le DH sur chaque canal (ou même sur seulement quelques uns, en supposant l’achromaticité des *speckles*). Nous pourrions ainsi contourner la limitation de la self-coherent camera en large bande. Les IFS équipent aujourd’hui la plupart des instruments haut contraste de seconde génération (SPHERE, GPI et P1640) et un tel dispositif serait donc peut être déjà en place lors d’une utilisation de la self-coherent camera sur télescope.

Enfin, une dernière solution envisagée est une légère modification de la self-coherent camera, présentée dans le paragraphe suivant.



### III.4.2.2 La *self-coherent camera* en multi-référence

En ajoutant un deuxième diaphragme de référence dans le plan du Lyot, on peut ainsi ajouter une autre bande où les *speckles* sont frangés. La figure III.4.3 (gauche) montre une simulation (pour  $R_\lambda = 8$ ) du plan focal lors de l'ajout d'un autre diaphragme de référence dans une direction quasiment perpendiculaire à la position du premier diaphragme de référence. J'ai aussi montré la transformée de Fourier sur la même figure (droite), qui fait donc apparaître quatre pics, conjugués deux à deux. En sélectionnant deux des quatre pics secondaires, on obtient alors deux estimations de  $I_-$  sur des zones différentes du plan focal. Leur minimisation simultanée permet d'effectuer une correction en large bande sur une grande partie du DH. Cette méthode, en utilisant 2 puis 3 diaphragmes de référence, a été testée en simulation et expérimentalement sur le banc THD et fait actuellement l'objet d'un article en préparation.

On peut remarquer que l'on peut utiliser la *self-coherent camera* en multi-référence pour réduire la distance minimale entre les diaphragmes de Lyot et de référence. En effet, cette distance, que l'on a évaluée à  $\|\vec{\xi}_{0min}\| \simeq 1.5D_L$  dans l'équation I.4.6 impose une certaine taille au plan de Lyot ainsi qu'aux optiques situées en aval. Ce critère peut s'avérer un frein à l'implantation de la *self-coherent camera* sur des instruments déjà conçus et n'ayant pas intégré cette limitation. Si l'on ne satisfait pas cette condition, les pics secondaires et le pic central se superposent et l'on ne peut pas récupérer l'information. Mais en prenant plusieurs diaphragmes de référence, en lumière monochromatique, on peut récupérer cette information à un autre endroit. La figure III.4.4 illustre ce principe à travers une image du plan de Fourier d'un plan focal à 3 diaphragmes de référence. Les *smileys* jaunes représente les pics secondaires  $\mathcal{F}[I_-]$ , les *smileys* bleus représente les conjugués de ces pics, soit  $\mathcal{F}[I_+]$ . J'ai supposé la même distance  $\|\vec{\xi}_0\|$  et le même diamètre  $D_R$  pour tous les diaphragmes de référence. Chaque pic jaune  $I_-$  et son conjugué contiennent la même information. On voit bien qu'à partir des 3 pics  $\mathcal{F}[I_-]$  (jaunes), on peut reconstruire le  $\mathcal{F}[I_-]$  total (la langue, l'œil fermé et celui ouvert).

La distance minimum  $\|\vec{\xi}_{0min}\|$  dépend de plusieurs conditions : il faut que les pics secondaires (bleus et jaunes) ne se superposent pas et que l'information totale du pic puisse être retrouvée (donc que toute partie du  $\mathcal{F}[I_-]$  total se retrouve dans au moins un des pics jaunes). Ces deux conditions varient selon le nombre  $n_{ref}$  de diaphragmes de référence.

- **Si  $n_{ref} = 2$ .** Pour minimiser la partie non commune entre les pics jaunes, il faut maximiser l'angle entre les diaphragmes de référence, sans que les pics jaunes et bleu se superposent. Cela correspond à un angle de  $\beta = \pi - \alpha$  où :

$$\alpha = 2\text{Arctan}\left(\frac{D_L + D_R}{2\|\vec{\xi}_0\|}\right) \quad (\text{III.4.5})$$

est l'angle entre les centres de deux pics secondaires (un jaune et un bleu) lorsqu'ils sont tangents. De plus pour que toute l'information se retrouve dans au moins l'un des pics jaunes, on doit vérifier  $\sin(\beta/2) \geq D_L/\|\vec{\xi}_0\|$ . Je résous et on aboutit à une nouvelle distance minimum de :

$$\|\vec{\xi}_{0min,2ref}\| = D_L \sqrt{\frac{1 + \sqrt{1 + (1 + 1/\gamma)^2}}{2}} \simeq 1.1D_L, \quad (\text{III.4.6})$$

- **Si  $n_{ref} > 2$ .** La position optimale des diaphragmes de référence est celle où ils sont le plus éloignés les uns des autres, soit  $\beta = \pi(1 - 1/n_{ref})$  et  $\alpha = \pi/n_{ref}$ . Cela donne une condition grâce

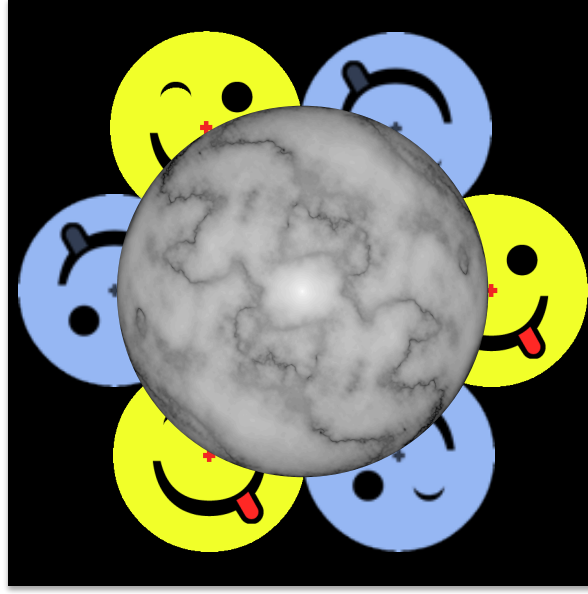


FIGURE III.4.4 – La self-coherent camera en multi-référence : autres applications. Plan de Fourier de l'image produite par une self-coherent camera à 3 diaphragmes de référence. Les pics jaunes correspondent au  $\mathcal{F}[I_-]$  tandis que les pics bleus correspondent à leur conjugués ( $\mathcal{F}[I_+]$ ).

à l'équation III.4.5 pour avoir  $\|\vec{\xi}_{0min}\|$  tel que les pics ne se superposent pas entre eux. L'autre condition est maintenant que l'on puisse reconstruire le centre du pic (la croix rouge du nez) soit  $\|\vec{\xi}_{0min}\| = D_L$ . Il s'agit en effet de la première partie de  $\mathcal{F}[I_-]$  à disparaître simultanément de tous les pics jaunes, puisque les diaphragmes de référence sont également espacés. En prenant la plus contraignante des deux conditions, j'obtiens alors les conditions suivantes :

$$\|\vec{\xi}_{0min,3ref}\| = D_L, \quad (III.4.7)$$

$$\|\vec{\xi}_{0min,4ref}\| \simeq 1.2D_L(1 + 1/\gamma), \quad (III.4.8)$$

$$\|\vec{\xi}_{0min,5ref}\| \simeq 1.5D_L(1 + 1/\gamma), \dots \quad (III.4.9)$$

Pour  $n_{ref} > 4$ , cette méthode n'a donc plus d'intérêt pour cet usage particulier.

On a donc montré que 3 diaphragmes de référence permettaient de reconstruire l'intégralité du  $\mathcal{F}[I_-]$  pour  $\|\vec{\xi}_{0min}\| = D_L$ <sup>2</sup> ce qui permet de réduire la taille du masque de Lyot. Un dernier point difficile est aussi que la différence d'éclairement des diaphragmes de référence implique que les niveaux des différents pics jaunes ne sont pas égaux, mêmes sur les parties communes. Il faut donc utiliser ces parties communes pour les normaliser et reconstruire  $\mathcal{F}[I_-]$ . J'ai enfin effectué des simulations avec trois diaphragmes de référence et ne supposant pas de bruit lors de la mesure. Cette simulation simple a montré qu'il était possible d'obtenir une correction de niveau comparable à celle obtenue avec une seule voie de référence.

J'ai traité les futures améliorations des performances en lumière polychromatique. Je conclus maintenant par les perspectives d'améliorations en monochromatique.

---

2. Si  $\gamma > 4$ .

### III.4.3 Aberrations d'amplitude

Les *speckles* du fond du DH dans la figure 2 (gauche) de Mazoyer et al. (2014a) sont frangés. Cela signifie que la correction ne s'est pas arrêtée à cause d'un problème d'estimation mais de correction. Dans Mazoyer et al. (2013a, 2014a), j'ai décrit comment le vignetage par les diaphragmes des fortes aberrations de phase du miroir créait des aberrations d'amplitude. Bordé and Traub (2006) ont montré que ces aberrations pouvait être corrigées avec un seul miroir déformable dans un demi-DH. Cependant, les *speckles* dus aux aberrations d'amplitude et de phase dans les parties non corrigées vont introduire des résidus dans les parties corrigées. Cet effet, limite intrinsèque des miroirs déformables, est développé spécifiquement dans le paragraphe 4 de Galicher et al. (2010) et dans Give'On et al. (2006) où il est qualifié de *folding*<sup>3</sup>. Il est difficile de quantifier la dégradation des performances résultant de cet effet car il dépend des aberrations initiales présentes sur le banc THD avant toute correction, qui ne sont pas connues. Cependant, la simulation que j'ai faite dans Mazoyer et al. (2014a) montre que j'obtiens des niveaux comparables à ceux que l'on obtient en partant initialement de  $\phi = 0$  nm et d'aberrations d'amplitude de niveaux comparables à celles mesurées sur le banc THD : 10% (RMS) en intensité (soit 2.3% RMS sur  $\alpha$ ). Cela tendrait à prouver que la limitation principale pour le moment sont les aberrations d'amplitude à des fréquences non accessibles par le miroir déformable. Plusieurs solutions sont envisagées pour ce problème.

Une première solution, proposée dans Give'On et al. (2006); Galicher et al. (2010), est l'utilisation d'apodiseurs, qui permettent de réduire fortement la diffraction des *speckles* inaccessibles au le miroir déformable. Dans le cas de coronographes de phase incompatibles avec une apodisation dans le plan pupille d'entrée, l'apodisation peut s'effectuer dans le diaphragme de Lyot. Cette solution est en cours de test sur le banc THD.

Une autre solution est l'utilisation de plusieurs miroirs déformables (Pueyo et al., 2009). Cette solution permet de corriger les aberrations d'amplitude sur la totalité du DH, ce qui permet donc d'améliorer le contraste au centre du DH. Cette solution sera étudiée sur le nouveau banc THD par le doctorant qui poursuit mes travaux sur la *self-coherent camera*.

### III.4.4 Autres limitations

J'ai montré dans le paragraphe II.3.5.2 que, dans la configuration où il était utilisé durant ma thèse (valeurs de tensions autour de 70%), le miroir déformable permettait d'atteindre un pas mécanique minimum de 0.14 nm, ce qui créé une aberration de phase (optique) de 0.28 nm (PV) sur la pupille. En considérant qu'il s'agit d'une loi uniforme, on déduit alors l'écart type des aberrations de phase résiduels de  $0.28/\sqrt{12} \simeq 0.1$  nm (RMS). Une simulation réalisée avec ce niveau d'aberration et sans aberrations d'amplitude montre des performances en contraste à  $10^{-9}$ , en dessous des niveaux obtenues par la diffraction des *speckles* non corrigés. Ce n'est donc sans doute pas la raison de la limitation à quelques  $10^{-8}$ . Cependant, le niveau moyen des tensions a récemment été abaissé au alentour de 25%, ce qui permet théoriquement d'atteindre un pas mécanique de 0.07 nm, soit un niveau résiduel d'aberrations sur la pupille de 0.14 nm (PV) et 0.04 nm (RMS).

Enfin une dernière limitation a été mise en évidence : la diffusion par les poussières collées sur les optiques. Cette lumière parasite, en grande partie indépendante des aberrations, n'est pas correctible par le miroir déformable. Une estimation assez grossière a été faite très récemment et donne des niveaux de  $5.10^{-9}$  pour une seule réflexion sur la parabole hors-axe 3. La diffusion

3. À ne pas confondre avec le repliement de Poyneer and Macintosh (2004).

pourrait donc introduire une limite proche du niveau actuel sur le banc THD. Il a donc été décidé de refaire le revêtement de ces paraboles lors du passage sur le nouveau banc, qui sera en outre installé dans une salle blanche de classe supérieure.

## Conclusion

Dans cette partie, j'ai présenté les résultats expérimentaux que j'ai obtenus sur le banc THD durant mon doctorat. Un changement de méthode de correction a été introduit, qui a permis une amélioration des performances en contraste d'un facteur 13 en monochromatique. J'ai expliqué les raisons théoriques et expérimentales expliquant cette amélioration. Enfin, j'ai montré les premiers résultats de la *self-coherent camera* en lumière polychromatique. Le dernier chapitre de cette partie a été consacré aux limitations actuelles du banc, autant en lumière mono-chromatique qu'en large bande.

La partie expérimentale de cette thèse s'achève, et je vais passer maintenant à la description des résultats scientifiques obtenus sur des images haut contraste de disques circumstellaires.

## Quatrième partie

# Analyse de disques à partir de données d'archives NICI

*[...] ô merveilleuse indépendance des regards humains, retenus au visage par une corde si lâche, si longue, si extensible qu'ils peuvent se promener seuls loin de lui [...].*

Marcel Proust, *Du côté de chez Swann*



Cette partie présente l'étude que j'ai menée avec Anthony Boccaletti sur les images d'archives de l'instrument NICI. Cette étude, commencée vers la fin 2013, s'est concentrée sur la détection et l'analyse de disques circumstellaires. Dans un premier chapitre, je commencerai par décrire l'instrument lui même (paragraphe [IV.1.1](#)), les résultats déjà publiés dans le domaine des disques. Je présenterai aussi la façon dont j'ai sélectionné les cibles dans le programme d'archive de NICI (paragraphe [IV.1.2](#)) et les différents traitements que j'ai appliqués à ces images (paragraphe [IV.1.3](#)). Dans un second chapitre, je décrirai particulièrement les disques dont j'ai obtenu des images (HD 141569A et HD 15115). Si je n'ai pas eu le temps d'analyser les images obtenues pour le premier, le traitement et l'analyse des données du disque HD 15115 a mené à la soumission d'un article dans *Astronomy & Astrophysics* en juin 2014. Cet article a été accepté en Août 2014.





## Chapitre IV.1

# Etude grâce à l'instrument NICI

### IV.1.1 Description de NICI

Le *Near-infrared coronagraphic Instrument* (NICI, [Toomey and Ftaclas, 2003](#)) est un instrument situé au télescope Gemini South. Il a obtenu sa première lumière le 20 Février 2007. La figure [IV.1.1](#) représente son schéma fonctionnel (tirée de [Toomey and Ftaclas, 2003](#)). Cet instrument, observant dans le proche infrarouge (1-5  $\mu\text{m}$ ) utilise un système d'optique adaptative spécifique utilisant un miroir bimorphe de 85 actionneurs, représenté dans la partie supérieure du schéma. Dans cette partie, on voit aussi la roue permettant de choisir les coronographes employés. Ces coronographes sont tous des masques occultant de Lyot. Ces masques sont de tailles 0.90", 0.65", 0.46", 0.32" et 0.22" et sont semi-transparents, de transmission égale à 0.5%. Le faisceau, après la pupille, est envoyé sur une roue dichroïque, qui permet au choix de l'envoyer sur l'une ou l'autre des deux voies de sciences ou sur les deux à la fois. Chacune des deux voies contient ensuite une roue à filtre permettant de prendre deux images simultanément dans deux bandes différentes. Cet instrument, situé au Cassegrain, peut aussi être utilisé en arrêtant la dé-rotation automatique du télescope. NICI est donc un instrument coronagraphique produisant à la fois des images SSDI et ADI (voir paragraphe [I.3.8](#)). Cependant, puisque je cherche des disques circumstellaires, j'ai choisi d'utiliser seulement la fonction ADI de cet instrument.

Cet instrument a permis en particulier la détection et l'analyse de naines brunes ([Billler et al., 2010](#); [Nielsen et al., 2012](#)) et de plusieurs disques ([Casassus et al., 2013](#); [Boccaletti et al., 2013](#)). Enfin, il a permis l'observation et l'analyse d'exoplanètes déjà détectées, comme  $\beta$ -Pic b ([Males et al., 2014](#)) ou HR 8799 ([Barman et al., 2011](#)).

### IV.1.2 Etoiles analysées

A partir d'une liste d'étoiles comportant des disques circumstellaires déjà détectés<sup>1</sup>, et du catalogue des archives NICI, j'ai identifié 28 cibles potentielles. En retirant les disques déjà publiés et en se concentrant sur ceux ayant le plus de chances d'être observables aux longueurs d'onde d'observation, j'ai réduit mes cibles à une liste de 9 étoiles. Dans le tableau [IV.1.1](#), se trouvent le journal de toutes les observations que j'ai traitées. J'ai indiqué pour chacune la date de l'observation, les filtres utilisés dans les deux voies et pour chaque séquence, l'angle parallactique total et le temps de pose cumulé. La première ligne est une observation de l'instrument NIRI (*Near Infrared Imaging and Spectrometer* [Hodapp et al., 2003](#)), un autre instrument de Gemini,

---

1. voir liste sur [www.circumstellardisks.org](http://www.circumstellardisks.org)

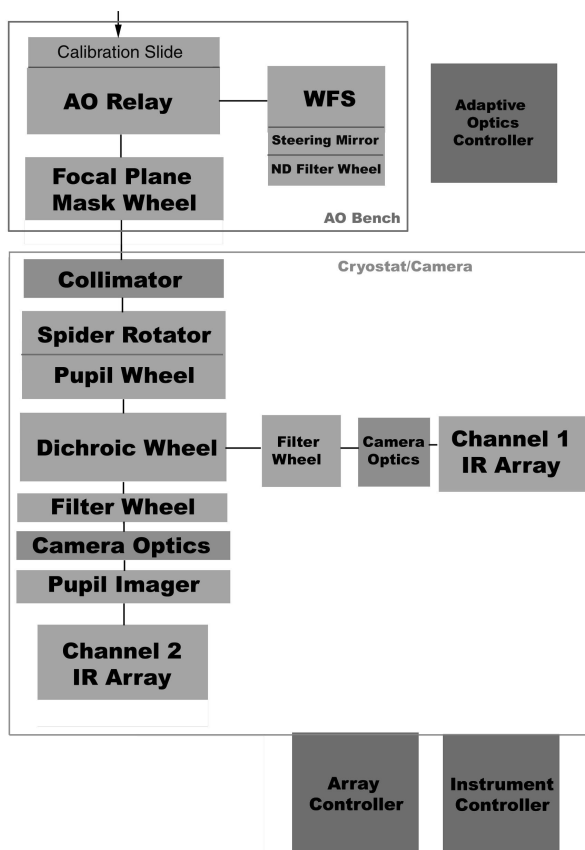


FIGURE IV.1.1 – Schéma fonctionnel de l'instrument NICI. Image tirée de *Toomey and Ftaclos (2003)*.

sans coronographe. Le disque de HD 15115 était bien observable dans cette séquence mais les images obtenues n'étaient pas d'assez bonne qualité pour que je puisse les utiliser dans l'article soumis sur cette étoile. Toutes les autres observations sont de NICI.

### IV.1.3 Traitement des données

La figure IV.1.2 représente une image coronographique de l'étoile HD 15115. Le masque occulteur de Lyot crée cette couronne brillante. Je décris dans cette partie les différents traitements appliqués à ces images, qui sont globalement les mêmes que ceux utilisés dans *Boccaletti et al. (2013)*.

**Calcul de fonctions d'étalement du point non coronographiés** Je ne dispose pas d'images de fonction d'étalement du point non coronographiés et non saturés de NICI. Cependant, les masques focaux étant semi transparents, il est possible d'apercevoir l'étoile par transparence (point lumineux au centre de l'anneau brillant sur la figure IV.1.2). Certaines images à faible temps de pose permettent d'obtenir une image où le pic central est non saturé. J'ai utilisé ces images pour ajuster une gaussienne sur ce point, dont j'ai déduit le maximum et la largeur à mi-hauteur. *Wahhaj et al. (2011)* donne les transmissions des masques dans différentes bandes, ce qui permet d'obtenir le maximum d'une PSF non coronographiée. Le résultat n'est pas une fonction d'étalement du point à proprement parler, mais permet de normaliser les images pour une étude photométrique et de calculer une largeur à mi-hauteur de la fonction d'étalement du point.

Nom de l'étoile	Date de l'observation	Filtres	Angle parallactique total [°]	Temps de pose cumulé [s]
HD 15115	30/12/2007	H (NIRI)	68.6	3540.1
	04/12/2009	CH4L / CH4S	17.4	2598.06
	04/12/2009	H	6.2	1208.4
	07/11/2011	Ks / H	8.6	1185.6
	22/11/2011	Ks / H	13.7	2371.2
HD 71155	16/12/2008	CH4L / CH4S	20.5	2691.92
	16/12/2008	H	15.5	1200.8
	15/05/2011	Ks / H	3.5	1200.8
HD 92945	15/01/2009	CH4L / CH4S	50.6	2770.2
	15/01/2009	H	30.4	1208.4
	10/04/2010	CH4L / CH4S	155.5	2770.2
	07/04/2010	H	155.6	2839.74
	02/04/2011	H	2.1	2900.16
	15/05/2011	Ks / H	1.1	1208.4
	06/04/2012	Ks / H	0.3	604.2
HD 139664	06/02/2009	CH4L / CH4S	0.3	125.4
	09/05/2010	CH4L / CH4S	22.6	2821.5
	09/05/2010	H	14.3	1208.4
HD 141569A	07/03/2009	CH4L / CH4S	25.0	3902.6
	07/03/2009	H	10.6	1208.4
	08/04/2010	CH4L / CH4S	23.5	2701.8
	03/05/2011	CH4L / CH4S	59.6	7444.96
HD 181296 ( $\eta$ Tel)	11/04/2009	CH4L / CH4S	22.4	2565.0
	11/04/2009	H	8.2	1208.4
HD 181327	13/04/2009	CH4L / CH4S	22.4	2565.0
	13/04/2009	H	8.2	1208.4
HD 191089	11/05/2010	CH4L / CH4S	24.06	2718.9
	11/05/2010	H	73.1	1208.4
HD 38678 ( $\zeta$ Lep)	15/12/2008	CH4L / CH4S	34.8	2492.8
	15/12/2008	H	29.4	1200.8
	14/03/2011	H	2.5	1200.8

TABLE IV.1.1 – Journal des données traitées dans l'archive NICI

**Pose d'obscurité** J'ai utilisé les poses d'obscurité (*dark*) à ma disposition dans l'archive NICI. Des images avec l'exact même temps de pose sont parfois difficiles à trouver et j'ai parfois dû utiliser des poses d'obscurité enregistrées à plusieurs mois d'écart avec l'image de science. Dans le cas des images prises de HD 15115 la nuit du 7 Novembre 2011, le temps de pose de 4.94 s n'a jamais (de 2009 à 2012) été utilisé pour faire une pose d'obscurité. Dans ce cas, j'ai utilisé une pose d'obscurité de temps d'intégration proche.

**Flat** Des images de *flat* sont enregistrées assez fréquemment avec leur poses d'obscurité associées et l'on a rarement dû utiliser des images faites à plus de quelques jours d'écart. Ces *flats* sont aussi utilisés pour repérer d'éventuels pixels morts du détecteur.

**Centrage** Il s'agit ensuite de centrer les images sur l'étoile avant d'appliquer les traitements ADI. J'ajuste une Gaussienne sur le résidu de l'étoile à travers le masque semi-transparent. Cela permet de récupérer les coordonnées exactes de l'étoile dans l'image et d'appliquer un centrage sub-pixel. Lorsque le point central est saturé, j'utilise une autre méthode basée sur la maximisation de la corrélation des *speckles* non saturés entre deux images consécutives.

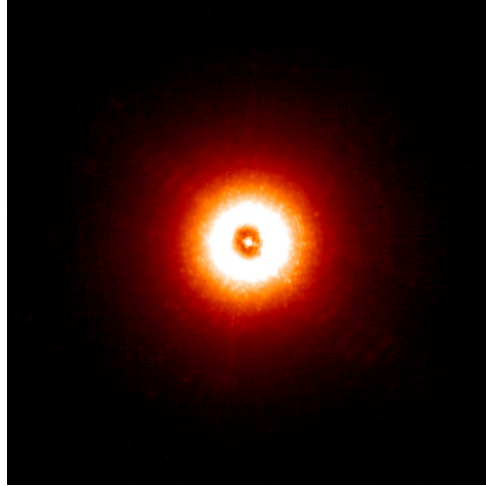


FIGURE IV.1.2 – Image coronographique NICI de l'étoile HD 15115 avant traitement de type ADI.

**Traitement des images ADI** Finalement, je retire certaines images où le coronographe n'est pas parfaitement centré sur l'étoile, et j'applique les algorithmes ADI, LOCI et KLIP pour traiter les images. Les paramètres utilisés pour le LOCI sont proches de ceux utilisés dans le *conservative* LOCI de [Buenzli et al. \(2010\)](#), optimisés pour la détection de larges objets (grand  $N_A$ ) avec de faibles angles de rotation (faible  $\delta_{min}$ ). Pour la même raison, j'ai choisi pour le KLIP un faible nombre ( $n < 5$ ) de vecteurs de Karhunen-Loève comme préconisé dans [Soummer et al. \(2012\)](#).

## Chapitre IV.2

# Résultat de l'analyse d'archive NICI

Dans ce chapitre, je présente les deux disques que j'ai observés dans ces données, HD 141569A et HD 15115. Pour le second, j'introduis seulement l'article que j'ai soumis dans *Astronomy & Astrophysics*.

### IV.2.1 HD 141569A

Le disque HD 141569A a été imagé pour la première fois par [Weinberger et al. \(1999\)](#) en utilisant HST/NICMOS. Toujours sur HST, [Mouillet et al. \(2001\)](#) l'observe avec STIS (voir image dans Figure [I.3.16](#)), puis [Clampin et al. \(2003\)](#) avec ACS. Les images (traitement ADI et KLIP) que je présente sont prises avec un télescope terrestre : les contrastes obtenus sont moins bons à grande séparation, mais les zones à faible séparation apparaissent beaucoup plus clairement. Je n'ai pas eu le temps de commencer les analyses pour ce disque.

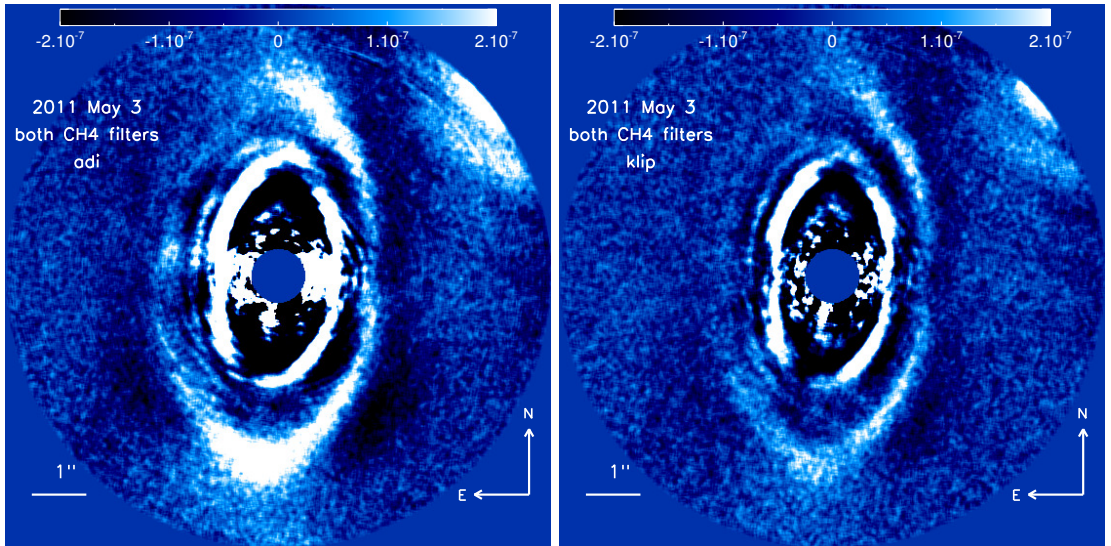


FIGURE IV.2.1 – HD 141569A en ADI et en KLIP ( $n=2$ ).

## **IV.2.2 HD 15115**

Je présente maintenant l'étude du disque autour de HD 15115. J'ai utilisé pour cette étude les données du 4 décembre 2009 et celles de Novembre 2011.



# Is the HD 15115 inner disk really asymmetrical?★

J. Mazoyer<sup>1</sup>, A. Boccaletti<sup>1</sup>, J.-C. Augereau<sup>2,3</sup>, A.-M. Lagrange<sup>2,3</sup>, R. Galicher<sup>1</sup>, and P. Baudoz<sup>1</sup>

<sup>1</sup> LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC and Univ. Paris Diderot, 5 place Jules Janssen, 92190 Meudon, France  
 e-mail: [johan.mazoyer@obspm.fr](mailto:johan.mazoyer@obspm.fr)

<sup>2</sup> Univ. Grenoble Alpes, Institut de Planétologie et d'Astrophysique (IPAG), 38000 Grenoble, France

<sup>3</sup> CNRS, Institut de Planétologie et d'Astrophysique (IPAG), 38000 Grenoble, France

Received 26 June 2014 / Accepted 29 August 2014

## ABSTRACT

**Context.** Debris disks are intrinsically connected to the planetary system's formation and evolution. The development of high-contrast imaging techniques in the past 20 years is now allowing the detection of faint material around bright stars with high angular resolution, hence opening an avenue to study in detail the structures of circumstellar disks and their relation to planetary formation.

**Aims.** The purpose of this paper is to revisit the morphology of the almost edge-on debris disk around HD 15115.

**Methods.** We analyzed data from the Gemini science archive obtained in 2009 and 2011 with the Near-Infrared Coronagraphic Imager instrument in the *H* and *Ks* bands using coronagraphy and angular differential imaging techniques.

**Results.** We resolved the disk in both the *H* and *Ks* bands. We confirmed the position angles inferred by previous authors, as well as the brightness asymmetry, which is the origin of the object's nickname, the blue needle. We were able to detect the bow-like shape of the disk suspected from other observations. However, these new NICI images suggest the presence of a highly inclined ring-like disk of which we see the brighter side and the ansae located at 90 AU symmetrically about the star. The inner part is likely depleted of dust. The fainter side of the disk is suspected but not firmly detected, which also indicates a large anisotropic scattering factor.

**Conclusions.** The morphological symmetry of the disk contrasts with the obvious brightness asymmetry. This asymmetry may be explained by the coexistence of several types of grains in this disk and/or variable dust density. Interaction with the interstellar medium was invoked by previous authors as a possible explanation but other mechanisms may account for the brightness asymmetry, for instance a recent collision in the disk.

**Key words.** stars: individual: HD 15115 – techniques: image processing – techniques: high angular resolution – stars: early-type – circumstellar matter

## 1. Introduction

Recently, several exoplanets were imaged around stars also harboring circumstellar dusty debris disks such as  $\beta$  Pictoris (Lagrange et al. 2009, 2010), HR 8799 (Marois et al. 2008, 2010), and HD 95086 (Rameau et al. 2013). In the favorable case of  $\beta$  Pic, simultaneous imaging of the disk and the planet (Lagrange et al. 2012) confirmed the gravitational impact of the planet in the form of the well-known warp, as hypothesized earlier by Mouillet et al. (1997) and Augereau et al. (2001). Studying the morphology of protoplanetary and debris disks is an essential tool for connecting peculiar structures (rings, gaps, warps, spirals) to the presence of planets although the determination of their orbital properties is not straightforward (Krivov 2010; Moro-Martín 2011).

Imaging of circumstellar disks in scattered light was for a long time limited to space telescopes. However, in the past 15 years, large ground-based telescopes combined with adaptive optics systems, stellar coronagraphs, and differential imaging techniques have allowed the study of the morphology of a handful of protoplanetary and debris disks. One of these is the disk surrounding HD 15115, an F2 star located at  $45.2 \pm 1.3$  pc (van Leeuwen 2007). The age of HD 15115 is estimated between 12 Myr and 100 Myr, so rather uncertain. Using ISO data, Silverstone (2000) showed that HD 15115 exhibits strong infrared excess emission likely due to a dusty debris disk.

The first resolved images of the HD 15115 were published in Kalas et al. (2007) using data from HST/ACS in the visible and from NIRC2/Keck in *H* band, both using coronagraphs. The disk appeared nearly edge-on and oriented east-west at a position angle (PA) of  $278.5^\circ \pm 0.5^\circ$ , measured from the west side. These observations revealed a strong east-west brightness asymmetry (the west side appears brighter and more extended), which together with its color, gave its name to the object: the blue needle. Kalas et al. (2007) attempted to explain the disk asymmetry by the presence of a perturbing star in the system (HIP 12545). Debes et al. (2008) used HST/NICMOS data to confirm the PA of the disk to be  $278.9^\circ \pm 0.2^\circ$  for the outer part of the west side ( $>1.7''$ ), and noted a slight difference with the east side PA which is  $276.6^\circ \pm 1.3^\circ$ , although it seems marginal given the error bars. In addition, at shorter separations ( $<1.7''$ ), they found the PA to increase inversely with the distance to the star. Debes et al. (2008) considered a warp or a tilted disk to be a plausible explanation, but did not observe an opposite trend in the east side to support this hypothesis. They also refuted the possibility of HIP 12545 being a perturber, backtracking the previous positions of the two stars. Rodigas et al. (2012) analyzed data from LBT/PISCES in *Ks* and LBT/LMIR in *L'*. While the east-west asymmetry is still visible in *Ks*, the disk appears almost symmetrical and is gray from *K* to *L*, contrary to the blue color measured at shorter wavelengths. Using forward modeling, they found the disk to be bowed, which definitely rules out the warp assumption. Importantly, Rodigas et al. (2012) claimed

★ Based on data retrieved from the Gemini archive.

**Table 1.** Log of the observations.

Date	Filters	Integration time per coadd [s]	Coadds per frames	Number of frames	Total integration time [s]	Total parall. angle rotation
2009 Dec. 4	CH4S/CH4L <sup>a</sup>	20.14	12	43	10 392.0	17.42°
2011 Nov. 7	<i>Ks/H</i> <sup>b</sup>	4.94	12	20	1185.6	8.57°
2011 Nov. 22	<i>Ks/H</i> <sup>b</sup>	9.88	12	40	4742.4	13.71°

**Notes.** <sup>(a)</sup> Narrow band filters in *H* band. CH4S:  $\lambda = 1.652 \mu\text{m}$  and  $\Delta\lambda = 0.066 \mu\text{m}$ . CH4L:  $\lambda = 1.578 \mu\text{m}$  and  $\Delta\lambda = 0.062 \mu\text{m}$ . <sup>(b)</sup> *Ks*:  $\lambda = 2.15 \mu\text{m}$  and  $\Delta\lambda = 0.16 \mu\text{m}$ . *H*:  $\lambda = 1.65 \mu\text{m}$  and  $\Delta\lambda = 0.29 \mu\text{m}$ .

that their analysis supports a gap at a separation smaller than  $1''$ , in apparent agreement with the SED modeling by Moór et al. (2011). Finally, Schneider et al. (2014) reported the latest results of the HST/STIS GO/12228 program. They confirm disk bowing as close as  $0.4''$ , likely attributed to the brightest part of a disk in a nearly edge-on geometry, which also implies a partial inner clearing.

This paper presents a new analysis of the HD 15115 disk images obtained at Gemini with NICI. In Sect. 2 we describe the observations and data reduction. Section 3 reports on the morphological measurements performed in the disk image. We present our results of forward modeling in Sect. 4, and photometric measurements are presented in Sect. 5. Results are summarized in Sect. 6.

## 2. Observations and data reduction

We used the archival data from the near-infrared coronagraphic imager (NICI; Toomey & Ftaclas 2003) installed on the Gemini South telescope, now decommissioned. NICI is a near-IR ( $1\text{--}5 \mu\text{m}$ ) coronagraphic instrument that can be operated in pupil-tracking mode and that uses two channels, separated with a beam splitter, to simultaneously image the same field with two detectors. Each channel has its own set of near-IR filters. This design, conceived to search for young exoplanets and brown dwarfs, allows the data to be simultaneously processed with angular differential imaging (ADI, Marois et al. 2006) and spectral differential imaging (SSDI, Racine et al. 1999). The coronagraphic masks are semi-transparent Lyot occulters of various radius ( $0.22''$  to  $0.90''$ ). NICI has already successfully detected disks around HD 142527 (Casassus et al. 2013) and around HD 100546 (Boccaletti et al. 2013b), for instance.

We analyzed three sets of data as part of the NICI planet-finding campaign (program GS-2011B-Q-500, PI: M. Liu) obtained in December 2009 and November 2011 as described in Table 1. For each observation we indicate the date (Col. 1), the filters used in each channel (Col. 2) and the integration time of each of the 12 coadds (Col. 3). The number of frames (Col. 4) and the total integration time given in Col. 5 account for the frame selection in the data reduction. Lastly, the amplitude of the parallactic angle variation during the sequence is indicated in Col. 6. For all of these observation, the radius of the focal plane occulting mask was  $0.32''$ .

We followed the data reduction described in Boccaletti et al. (2013a). Each single frame is dark subtracted, then flat field and bad pixel corrected. The dark images were sometimes unavailable for the specific integration time we used. In that case we used the dark images with the closest integration time and numerically corrected the weak visible in some images. The registration of frames is achieved in two steps, first a coarse alignment at one pixel accuracy, then in a second step, the central star leakage through the semi-transparent mask provides the

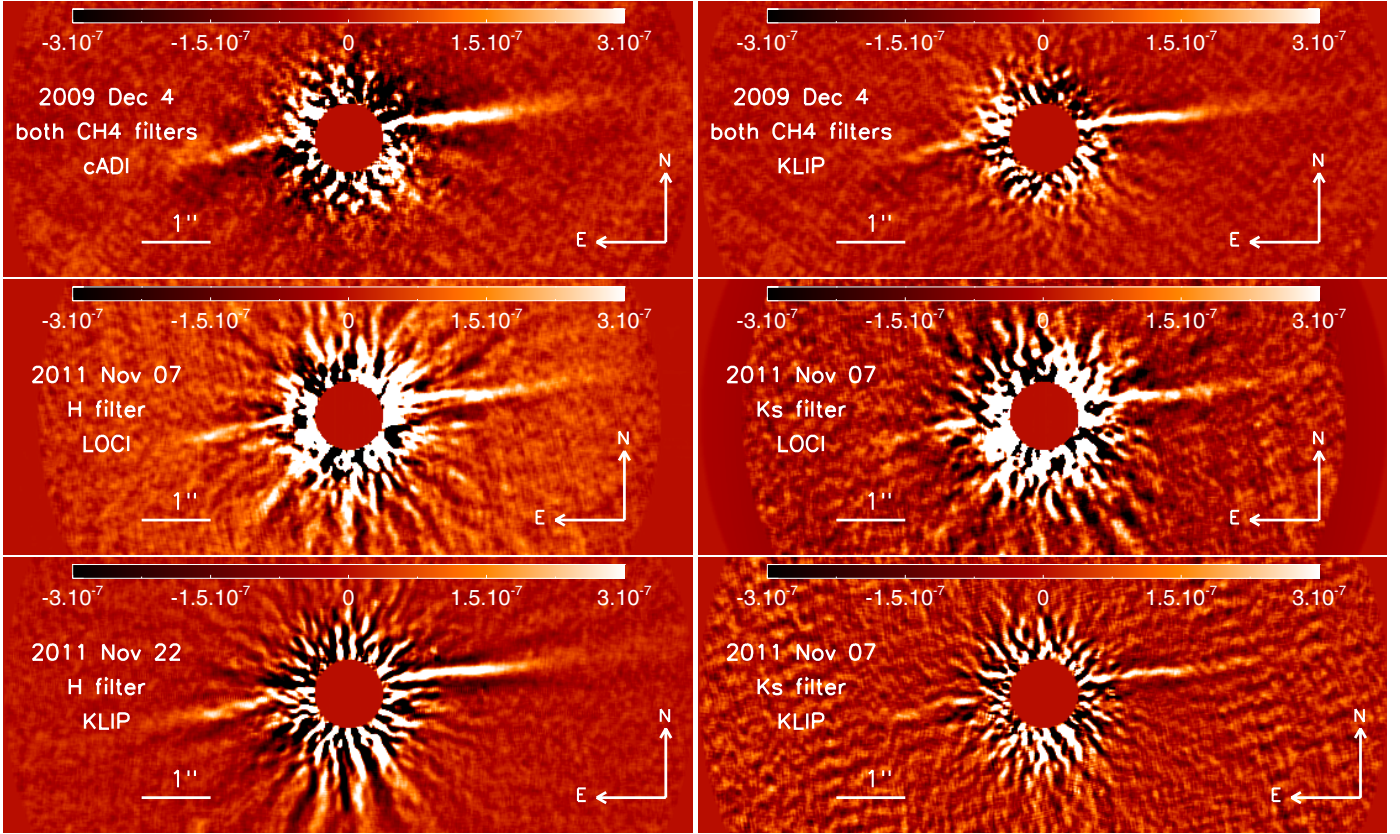
necessary signal for measuring the star position more precisely. Boccaletti et al. (2013b) has demonstrated a registration accuracy of 0.2 pixel (1 pixel  $\approx 17.9 \text{ mas}$ ). We assume the same level of performance is met in the present case because the procedure is identical and the data is of similar quality. In the cases where the central coronagraphic spot is saturated, we used a cross correlation of frames measured in the unsaturated area surrounding the central peak. We decided to remove from the cube the images where the mask is not fully centered on the star.

There are no non-coronagraphic unsaturated images of this star recorded the same night. Therefore, we built the star point spread function (PSF) from the central unsaturated coronagraphic spot and used the transmission values found by Wahhaj et al. (2011) for the  $0.32''$  semi-transparent mask ( $5.94 \pm 0.02 \text{ mag}$  and  $5.70 \pm 0.03 \text{ mag}$  in the *H* and *Ks* bands). These PSFs are used to normalize the photometry of the images and obtain contrast levels. The final product is a temporal data cube of registered frames normalized to the PSF maximum intensity. The PSF FWHM measured in the central spot is 60 mas.

These data were processed with different algorithms to enhance the contrast. First of all, we used the classical ADI method (cADI, Marois et al. 2006) on these images. However, because of the very small number of images and angle rotation in the last two sets of data (in 2011), cADI treatment produced poor results. The LOCI algorithm (locally optimized combination of image; Lafrenière et al. 2007) was also applied. The efficiency of this algorithm has been repeatedly proven for high-contrast imaging of circumstellar disks (Thalmann et al. 2010; Lagrange et al. 2012; Rodigas et al. 2012; Currie et al. 2012; Boccaletti et al. 2013b). The LOCI parameters are tuned for two purposes simultaneously: an extended object and small field rotation. For the first purpose, we used a large optimization area. We took  $N_A$  (size of the optimization zone in PSF footprints; Lafrenière et al. 2007) of 3000 PSF footprints, as in the conservative approach proposed by Thalmann et al. (2010). The second one was mitigated with a rather small frame selection criteria: Lafrenière et al. (2007) defines the  $N_\delta$  parameter as the minimum radial movement of the image of a source point between two consecutive selected frames. We chose  $N_\delta = 0.75 \times FWHM$ . In addition, the radial width of the subtraction zone  $d_r$  was set to  $3 \times FWHM$  and the ratio of the radial to azimuthal width was set to 1.

Finally, we used the KLIP algorithm (Karhunen-Loève Image Projection, Soummer et al. 2012). This method uses a principal component analysis where the science image is projected onto an orthogonal basis, named Karhunen-Loève (KL) basis. The  $n$  first KL vectors are retained to build a reference image hence subtracted to each frame of the data cube. This method is more suited to forward modeling (see Sect. 3.3) than LOCI, since the KL basis is independent of the science target. Moreover, this PSF subtraction technique has already been used for disk analysis: HD 100546 (Boccaletti et al. 2013b), HIP 79977 (Thalmann et al. 2013), and HD 32297 (Rodigas et al. 2014). Once again, the large spatial extension of the considered





**Fig. 1.** Various cADI, LOCI, and KLIP images of the disk around HD 15115. *Top*: cADI and KLIP images of the 2009 December 4 data (CH4S and CH4L filters combined). *Middle*: LOCI images in *H* and *Ks* band of the 2011 November 7 data. *Bottom, left*: KLIP image in *H* band of the 2011 November 22 data. *Bottom, right*: KLIP image in *Ks* band of the 2011 November 07 data. The images are smoothed at a scale of 1.5 resolution element. Color scales indicate the contrast with respect to the maximum intensity in the PSF image.

astronomical object requires a special parameterization and we limit the analysis to the first KL vectors ( $n < 5$ ).

LOCI and KLIP were applied on the data cubes for the three epochs separately: December 2009 (CH4S/CH4S), and November 7 and 22, 2011 (*Ks* and *H*). Since we had no intention of performing spectral differential imaging in CH4 bands we summed the two channels from 2009 to improve the signal-to-noise ratio (S/N).

### 3. Results and morphological analysis

#### 3.1. The resulting images

A selection of these images is presented in Fig. 1 for various epochs, bands, and processing techniques. The disk clearly appears in all images nearly aligned with the east and west direction. The east-west brightness asymmetry previously reported (Kalas et al. 2007; Debes et al. 2008; Rodigas et al. 2012) is an obvious feature of these images. We did not observe the inversion of the disk orientation in the east side inward to  $1.5''$ , as seen in Rodigas et al. (2012). On the contrary, the maximum intensity of the disk is clearly located above a median plane consistent with a fully bowed geometry. It is plausible that this former feature was an artifact. In addition, the disk in *Ks* seems fainter than in the *H* band.

The analysis of contrasts in raw coronagraphic images led us to conclude that the November 7, 2011 sequence was of better quality (in terms of AO correction and stability and for separations larger than  $1''$ ) than the others, despite a smaller field rotation. A KLIP processed image is shown in large format in

Fig. 2. We note that the disk image can be divided into two regions:

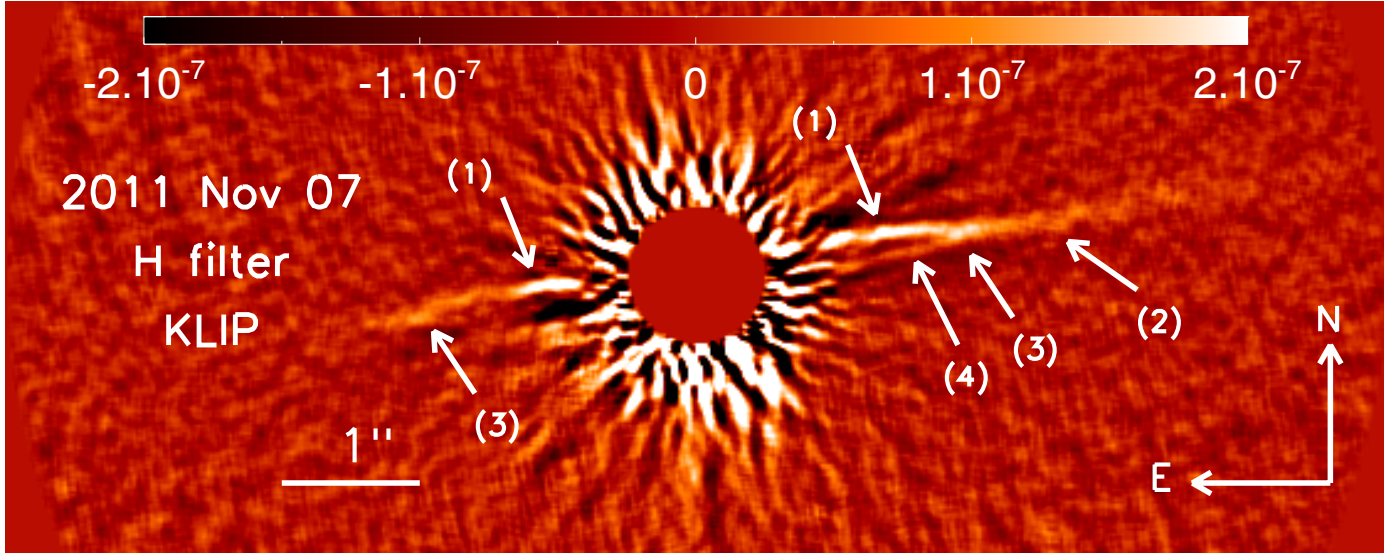
- the inner part ( $\lesssim 2''$ ), labeled (1) in Fig. 2 on each side of the star, which definitely confirms the bow-like shape first observed by Rodigas et al. (2012) and Schneider et al. (2014);
- the outer part ( $\gtrsim 2''$ ), labeled (2) in Fig. 2. This component, more visible in the west part, defines the global orientation of the disk, and confers to the disk its needle shape.

More importantly, these NICI data are the first to suggest a ring-like inner disk of which we see the upper brightest part. This might imply dust depletion within a radius of about  $2''$ . In the November 7, 2011 data, the ansae of this ring (labeled (3) in Fig. 2) are visible on the two sides, while the November 22, 2011 data (Fig. 1, bottom left) shows this feature only on the east side. Finally, the bottom part of the ring, below the midplane might be visible in the western part in Fig. 2 (labeled (4)).

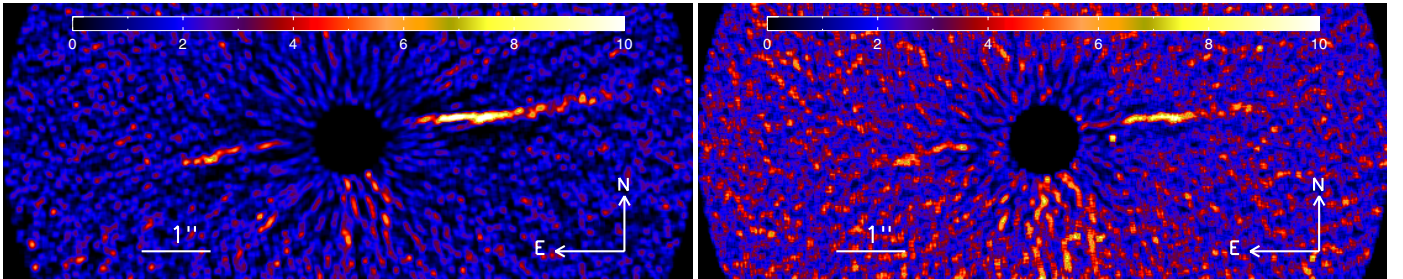
A simple ellipse fitting of the upper part of the suspected ring, directly in a KLIP image from Nov. 7, 2011, yields a first rough estimation of the disk parameter. We found  $PA \approx 98.5^\circ$ ,  $i \approx 86.2^\circ$ , radius  $\approx 2.0''$ . Noticeably, the ring appears almost symmetrical in size, which contrasts with the brightness asymmetry. In addition, we did not measure any significant offset along the major axis nor along the minor axis with respect to the star's position.

#### 3.2. Signal-to-noise ratio

We calculated the S/N in the *H* (Fig. 3, left) and *Ks* (Fig. 3, right) bands in the November 7, 2011 data. The noise is estimated as



**Fig. 2.** Final KLIP image of the disk around HD 15115 in  $H$  band on November 7, 2011. We have indicated the zones of interest. The image is smoothed at a scale of 1.5 resolution element. The color scale indicates the contrast with respect to the maximum intensity in the PSF image.



**Fig. 3.** Signal-to-noise ratio maps, calculated for the  $H$  (left) and  $Ks$  (right) bands in the November 7, 2011 data. The images are smoothed at a scale of 1.5 resolution element. Color scales indicate the S/N per resolution element.

the azimuthal standard deviation in the image smoothed at one resolution element. The S/N maps in Fig. 3 are the original images divided by the noise maps. The disk is detected as close as a separation of  $1''$  on both sides. In the  $Ks$  band the disk has a lower S/N than in the  $H$  band as we can expect from its blue color (Debes et al. 2008). Finally, the S/N map confirms the brightness asymmetry, and the rather symmetrical ring-like pattern of the inner disk.

The following subsections are intended to test the reliability of the ring-like feature. For this purpose, we measured precisely the morphological characteristics of the inner disk: position angle, inclination and the trace of the disk. First, we start by introducing the model we will be using to determine some of the disk properties.

### 3.3. Model

The GRaTer code to model debris disks is presented in Augereau et al. (1999) and Lebreton et al. (2012). GRaTer calculates synthetic scattered-light images of optically thin disks, assuming axial symmetry about their rotation axis. The model considers the geometry of a cold debris disk: a dust belt located at the angular distance  $r_0$ , with a density radially decreasing inward and outward as power laws with slopes  $\alpha_{\text{in}}$  and  $\alpha_{\text{out}}$ . In this case, while assuming a Gaussian vertical profile and a scale-height

proportional to the distance to the star, the dust number density is given by (in cylindrical coordinates)

$$n(r, z) = n_0 \sqrt{2} \left[ \left( \frac{r}{r_0} \right)^{-2\alpha_{\text{in}}} + \left( \frac{r}{r_0} \right)^{-2\alpha_{\text{out}}} \right]^{-\frac{1}{2}} \exp \left( \left( \frac{-|z|}{H_0 \left( \frac{r}{r_0} \right)} \right)^2 \right) \quad (1)$$

where  $n_0$  and  $H_0$  are the midplane number-density and the disk scale-height at the reference distance to the star  $r = r_0$ . We also define  $h = H_0/r_0$ , the disk aspect ratio at  $r = r_0$ . A ray-traced image was then calculated assuming a disk inclination  $i$  from pole-on viewing, and anisotropic scattering modeled by an Henyey & Greenstein (1941) phase function with asymmetry parameter  $g$  between  $-1$  (pure backward scattering) and  $1$  (forward scattering).

This model was used intensively on several occasions for the analysis of high-contrast observations of disks, (Lagrange et al. 2012; Boccaletti et al. 2012; Milli et al. 2012, 2014) to overcome the photometric and astrometric biases introduced by ADI in disk images. Since it is difficult to reverse the problem in a simple way simulated disks can instead be implanted in the temporal data cube and processed simultaneously with the real disk.

### 3.4. Position angle measurements

To compare with previous studies of HD 15115 (Kalas et al. 2007; Debes et al. 2008; Rodigas et al. 2012), we first measured



the position angle (PA) of the disk. We used the strategy developed for very inclined disks presented in [Lagrange et al. \(2012\)](#) and [Boccaletti et al. \(2012\)](#). Assuming a starting PA,  $PA_0 = 98^\circ$ , the image is rotated by  $PA_0$  to roughly align the disk with the horizontal axis. Then, a Gaussian profile is fitted on each column to determine the position of maximum intensity as a function of separation from the star, which refers to the trace of the disk. We measured the PA between  $2''$  and  $3''$  in the part of the disk outside the bowed area, but inside a region where the disk has a sufficient S/N. A trade of analysis led us to select four close regions:  $[2.00'', 2.90'']$ ,  $[2.06'', 2.95'']$ ,  $[2.09'', 2.99'']$ , and  $[2.14'', 3.04'']$  on both the east and west sides, to mitigate local brightness variations. In these four regions the disk profile is fitted with a linear function (elevation to the midplane versus radial separation), and the averaged values give the local slope of the disk. The procedure is repeated iteratively in a range of orientations,  $PA_0 \pm 2^\circ$  with steps of  $0.01^\circ$ . We define the PA as the orientation that minimizes this slope in the considered regions, for the east and west sides separately. To assess the error bar of our method, it is repeated on a set of LOCI and KLIP processed images for the three epochs (ten images in total). We obtained  $PA = 98.1^\circ \pm 0.7^\circ$  on the east side and  $PA = (99.5 + 180)^\circ \pm 0.4^\circ$  on the west side, which agrees well with previous observations. Therefore, the average east-west PA is  $98.8^\circ \pm 0.4^\circ$  and the east-west PA difference is  $1.4^\circ \pm 0.8^\circ$ . [Debes et al. \(2008\)](#) also reported a difference of orientation between the two sides of about  $2^\circ$ , while it was not a feasible measurement in the [Rodigas et al. \(2012\)](#) image.

The difference of PA between the two sides of the disk and beyond the peak position of the ring, is actually inherent to a disk with a nonzero anisotropic scattering factor ( $|g|$ ). We demonstrate this effect by producing disk simulations with all parameters of Eq. (1) fixed ( $PA = 90^\circ$ ,  $i = 87^\circ$ ,  $r_0 = 2''$ ,  $\alpha_{in} = 10$ ,  $\alpha_{out} = -4$ ), except for  $|g|$  which we successively set to 0.10, 0.25, 0.50, and 0.75. Figure 4 shows the corresponding images for some of these models. The disk intensity tends to distribute above the midplane while  $|g|$  increases. We plot in the same figure (bottom) the traces of these disks retrieved with our method. We indicate with black vertical dotted lines the zones where we measure the slope and the elevation of the disk ( $[2'', 3'']$ ). In the outer part of the disk, beyond the ring located at  $2''$ , the elevation of the disk with respect to the midplane shows two trends: both the slope and the elevation increase with  $|g|$ . As a result, the two sides of the disk are no longer aligned (the slopes are of opposite signs) and no longer intersect the star. Therefore, measuring such a behavior could be a way to estimate  $|g|$  once other disk parameters are set.

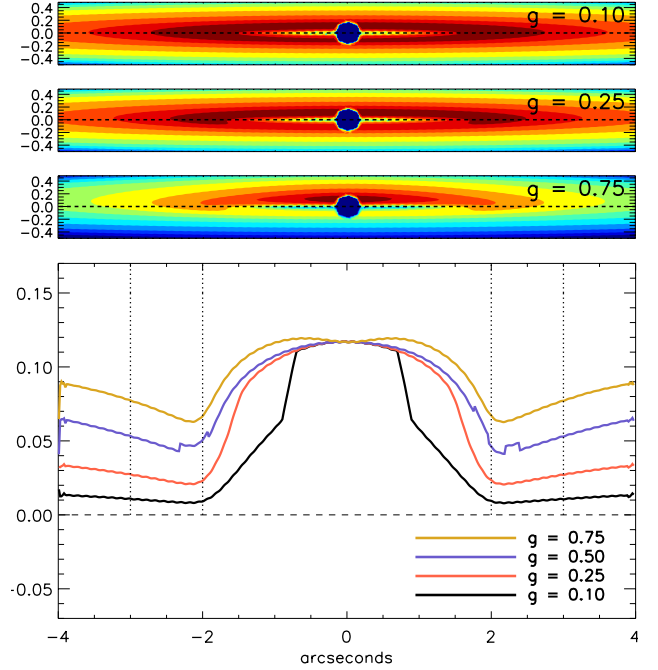
This study on simulated disks showed that

- the mean of the values of the two slopes is equal to the PA ( $90^\circ$  in the case of Fig. 4);
- all other parameters fixed, the difference of slopes and the elevation from the midplane go linearly with the  $|g|$  parameter, from which we will estimate the  $|g|$  parameter of our disk in the next sections.

The same conclusions were found if the analysis is applied on models processed with KLIP (see Sect. 4). We deduced that the PA of the disk is the average of the east and west, and is  $98.8^\circ \pm 0.4^\circ$ , in good agreement with the most accurate measurement to date ( $99.1^\circ$  in [Schneider et al. 2014](#)).

### 3.5. Trace of the disk

We now consider the LOCI and KLIP images for all epochs and all bands (a total of ten images) to measure the trace of the disk.

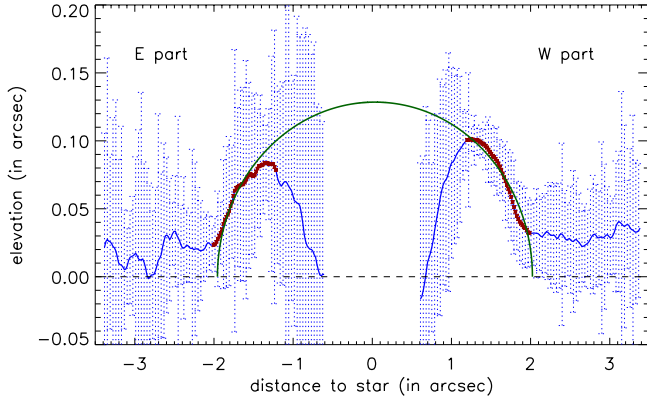


**Fig. 4.** Models of a very inclined disk ( $i = 87^\circ$ ) with a ring at  $2'' = 90$  AU generated for three anisotropic scattering factors ( $|g| = 0.10, 0.25$ , and  $0.75$  from top to bottom). The bottom panel shows the trace of the disk (elevation in arcseconds with respect to the position of the midplane) measured for each model (black, red, and blue lines). The measured elevation is perturbed for the  $|g| = 0.10$  disk between  $1''$  and  $2''$ , since we are fitting a single Gaussian profile while two appear on each part of the midplane as long as the disk image is nearly symmetrical. We indicate with black vertical dotted line the zones where we measure the slope and the elevation of the trace.

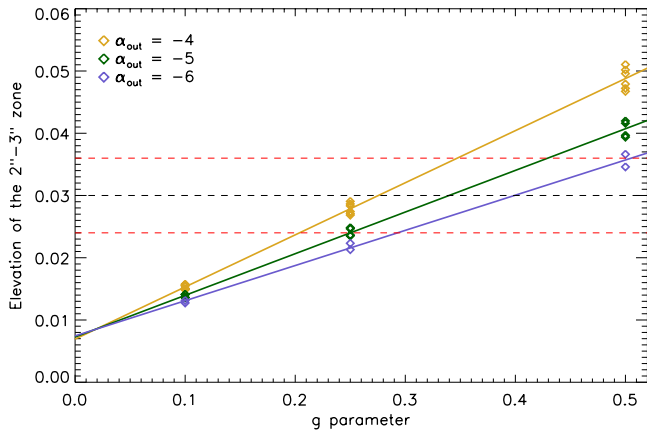
Assuming the disk PA derived in Sect. 3.4, the images are derotated to orient the disk horizontally. The location of maximum intensity along the midplane is measured as in the previous section in a range of separation of  $[-3.5'', 3.5'']$ . Figure 5 shows the averaged trace for all images together with the dispersion (maximum and minimum values) among these images. The regions beyond  $2''$  appears nearly horizontal as expected, but we find a non-zero elevation ( $\sim 0.02 \pm 0.01''$  to the east and  $\sim 0.03 \pm 0.01''$  to the west) toward the north, likely in agreement with the analysis performed in Fig. 4. Therefore, an offset of the disk as proposed in [Rodigas et al. \(2012\)](#) is not necessarily responsible for this characteristic as the observed elevation could be explained solely with anisotropic scattering.

As proposed in Sect. 3.4 we compared the elevation measured in the data to the elevation measured in the models versus the  $|g|$  parameter. Figure 6 shows the linear relationship between the elevation and  $|g|$ , determined on simulated disks. We fixed  $r_0 = 2''$ ,  $i = 87^\circ$  and plotted this elevation measured in the  $2$  to  $3''$  region for  $\alpha_{out} = -4, -5, -6$ ;  $\alpha_{in} = 2, 5, 10$ ; and  $h = 0.01, 0.02$ . Taking into account other model parameters and the uncertainty on the elevation, the likely range of  $|g|$  beyond  $2''$  is comprised between 0.2 and 0.5, corresponding to an elevation of  $\sim 0.03 \pm 0.01''$ .

In Fig. 5, the inner region ( $< 2''$ ) unambiguously reveals the bow-like shape. Using the points between  $1''$  and  $2''$  (marked with red dots), we fit an ellipse which allows us to determine the morphology of the corresponding suspected ring. We set the orientation to  $0^\circ$  since the disk image is already horizontal in this plot with the PA measured in the previous section, and the position of the ellipse along the minor axis to be located onto the



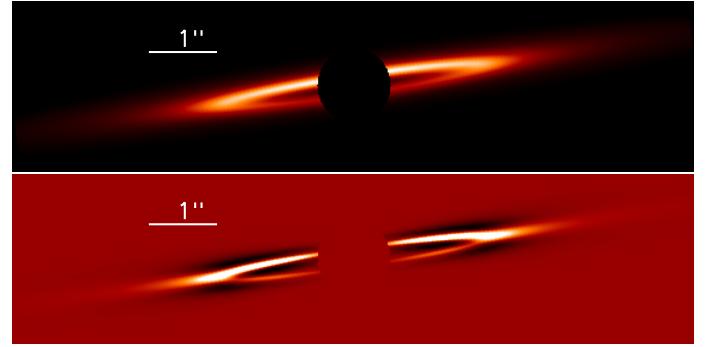
**Fig. 5.** Trace of the disk measured in several images (LOCI and KLIP, three epochs, two filters). The solid blue line shows the averaged trace of the disk, and the dashed lines stand for the dispersion (maximum and minimum values). We selected the inner disk values ( $< 2''$ ) where  $S/N > 1$  (plotted in red dots in the figure), and used them to fit an ellipse (green line).



**Fig. 6.** Elevation from the midplane in the 2–3'' region versus the anisotropic scattering factor  $|g|$  as measured in the model images (diamonds) for various model parameters. The solid lines are linear fits to the data points. The dashed lines give the measured value (black) of the elevation in the HD 15115 disk image together with the dispersion (red).

star (no offset along this axis). The star position is known with a very good accuracy since the coronagraph is semi-transparent. The best-fit ellipse is plotted in green. Its parameters are a semi-major axis of  $1.99''$ , a semi-minor axis of  $0.13''$ , and a very small offset of  $0.04''$  along the midplane to the west, which is mostly consistent with a ring centered onto the star. From that, we concluded that the disk is mostly geometrically symmetrical about the star, which contrasts with the somewhat pronounced brightness asymmetry. In addition, at a distance of 45.2 pc, our measurement corresponds to a ring located at  $\sim 90$  AU, a value which is off by a factor of 2 with respect to the SED fitting based on a blackbody assumption (Moór et al. 2011). This factor is within the range observed for other debris disks. Finally, the ellipse fitting yields an inclination of  $86.2^\circ$  about the line of sight, in total agreement with Rodigas et al. (2012) and our first coarse estimation.

To summarize, we measured  $PA = 98.8^\circ \pm 0.4^\circ$  and  $i = 86.2^\circ$ . These values are in complete agreement with previous studies. We came to the conclusion that the disk is likely a ring-like disk with a radius of  $1.99'' \approx 90$  AU, and shows practically no offset and no asymmetry in shape, while it shows a strong brightness



**Fig. 7.** A simulated disk convolved with the PSF (*top*) and its corresponding KLIP image (*bottom*) assuming the observing parameters and KLIP parameters of the November 7, 2011 dataset. The model is calculated for  $PA = 98.8^\circ$ ,  $i = 86^\circ$ ,  $r_0 = 90$  AU,  $\alpha_{in} = 5$ ,  $\alpha_{out} = -5$ , and  $|g| = 0.25$ , which correspond to the best model found in Sect. 4. Colors are arbitrary and different for the two subpanels.

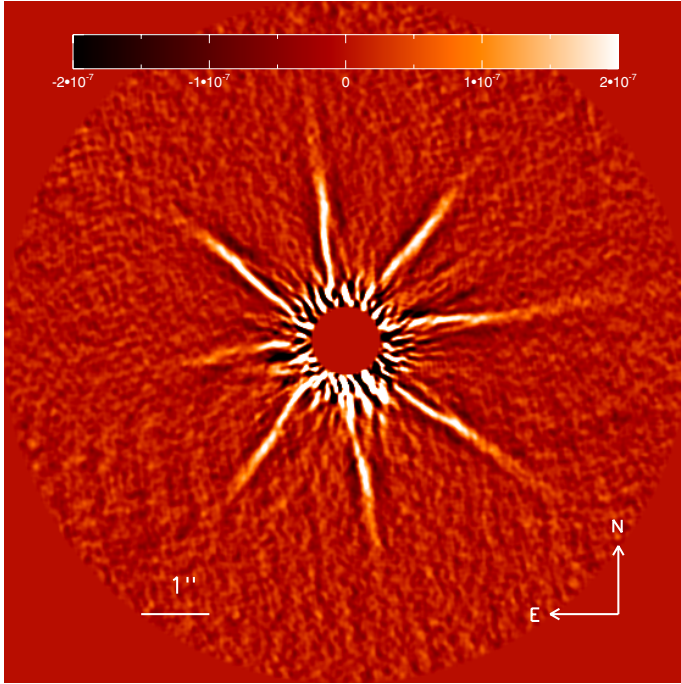
asymmetry. We were finally able to give an estimation of the  $|g|$  parameter between 0.2 and 0.5 beyond the peak brightness position at  $2''$  (90 AU).

#### 4. Forward modeling

In angular differential imaging, one of the main issue is the self-subtraction caused by the subtraction from the data of a reference image which may contain a fraction of the signal one attempts to detect. For point sources, like planets, this problem can be overcome with fake planets injected into the data and determined by a few parameters. However, the situation is more complex with extended sources like disks where in that case several parameters are required to determine the shape of the disk. The main purpose of the previous section was precisely to measure some geometrical parameters to restrain the parameter space in the modeling work presented below. A set of models was generated using the following parameters that cover a range of realistic morphologies:

- peak density position ( $r_0$ ): 85, 90, 95 AU;
- power-law index of the outer density ( $\alpha_{out}$ ):  $-4, -5, -6$ ;
- power-law index of the inner density ( $\alpha_{in}$ ): 2, 5, 10;
- anisotropic scattering factor ( $|g|$ ): 0.00, 0.25, 0.50.

The inclination and the PA of the models were set to  $86^\circ$  and  $98.8^\circ$  following the previous sections. We also set the disk aspect ratio to  $h = H_0/r_0 = 0.01$ , corresponding to a case for which the disk height is unresolved, a reasonable assumption holding for  $h < 0.02$  given the distance of the star. Contrary to previous works on inclined disks, in which the models are injected in the data at another position angle (Thalmann et al. 2011; Boccaletti et al. 2012; Lagrange et al. 2012; Rodigas et al. 2012), here we used a forward modeling approach, as proposed in Soummer et al. (2012). The KL vectors determined in the processing of the HD 15115 data cube are stored and reapplied on the models, which were first convolved with the PSF of the instrument. This straightforward method alleviates the problem of azimuthal noise in the image and ensures that the very same ADI bias is accounted for irrespective of the disk model. Figure 7 shows an example of a model image and its corresponding KLIP image calculated with the same KL vectors and the same KLIP truncation parameter as in Fig. 2. The disk parameters we derive below cannot be considered as definitive or very accurate since we explore only a small range of parameters with a coarse sampling.



**Fig. 8.** Same as Fig. 2 with simulated disks injected at three different PA into the data cube and processed simultaneously. The real disk is almost horizontal. The simulated disk parameters are identical to those in Fig. 7, but  $\alpha_{\text{in}} = 2, 5, 10$  (from right to left in the upper part of the image). The images are smoothed at a scale of 1.5 resolution element. The color scale indicates the contrast with respect to the maximum intensity in the PSF image.

However, they help to determine the general morphology of the disk.

Considering the data set of November 7, 2011, which appears of better quality, we performed a pixel-to-pixel minimization of the KLIP processed disk image and the forward KLIP models in an elliptical region encompassing the disk ( $0.4''$  on the minor axis and extending from  $1.25''$  to  $2.0''$  radially). The result was not completely conclusive for all parameters but clearly favors a peak density at 90 AU, confirming the outcome of the trace analysis, and a somehow empty cavity ( $\alpha_{\text{in}} > 5$ ), while leaving the other parameters,  $\alpha_{\text{out}}$  and  $|g|$ , not well determined (but excluding  $|g| = 0$ ). Depending on whether we include feature (4) in the minimization,  $|g|$  oscillates between 0.25 (if included) and 0.50 (if not included). To assess the remaining parameters, a subset of simulated disks was injected in the data cube at other position angles and processed simultaneously with the real disk (Fig. 8), so we expect azimuthal variations in that case because of the nature of the noise in the images. Visual inspection leads to set  $\alpha_{\text{out}} = -5$  and  $|g| = 0.25$ . Therefore, the anisotropic scattering factor found with modeling is compliant with the analysis performed on the disk trace in Sect. 3.5, and points to the lowest possible value of  $|g|$ . However, we note that these two measurements are made in two different regions of the disk, inside and outside of the peak density at 90 AU.

To definitely rule out very different models and ensures that the central cavity was not mimicked by ADI self-subtraction, we ran the minimization on a much smaller ring (45 AU in radius) as suggested by the SED fitting assuming blackbody grains and on a plain disk with no hole (setting  $\alpha_{\text{in}} = 0$ ). The  $\chi^2$  was measured using the method described in Boccaletti et al. (2012). In the former and latter cases, we obtained  $\chi^2$  values that are  $\sim 2.5$ – $5$  and  $\sim 1.5$ – $3.0$  times larger than our best fit.

As a final check, we also performed the minimization on the November 22, 2011 data. The best fit yields parameters compatible with those obtained from the fit of the Nov., 7 data, that is  $r_0 = 90$  AU and  $|g| = 0.25$ , while we obtained a lower value of  $\alpha_{\text{in}}$  (2 instead of 5, but excluding  $\alpha_{\text{in}} = 0$ ). However, the  $\chi^2$  values are much larger (by a factor of 5) than for the November 7 data, which confirms our focus on the latter data set.

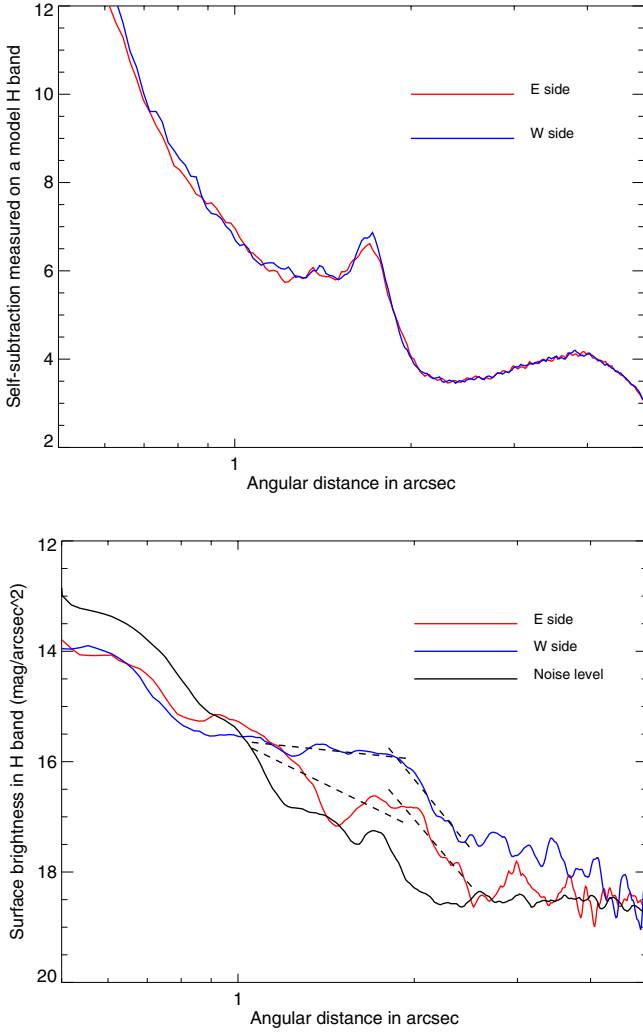
## 5. Photometry

To measure the disk photometry we first calibrated the self-subtraction caused by the KLIP processing using the best model parameters defined above. The model convolved with the PSF is injected into an empty data cube to provide a perfect model image (using the same parallactic angle range as the real data; Fig. 7, top) and a KLIP processed image (using the same KL vectors as the data; Fig. 7; bottom). The intensity of these two images is measured on concentric annuli 4 pixels (or  $0.07''$ ) wide, centered on the star, inside a slit of  $0.4''$ , which encompasses the real disk image. The ratio of these two intensity profiles gives the photometric bias introduced by KLIP given the observing parameters (field rotation) for a particular set of disk parameters. As seen in Fig. 9 (top), the shape of the self-subtraction profile is entirely correlated to the disk morphology (the peak near  $2''$  is due to the edge of the inner cavity) and reaches a factor of 3 to 12 in the considered region ( $0.5''$  to  $5''$ ). This factor would have been different for another set of model parameters, which strengthens the importance of disk modeling for assessing photometry of disks observed in ADI. The variation of this self-subtraction according to model parameters is discussed in Appendix A.

The HD 15115 disk intensity is measured the same way and is corrected for this factor. The star magnitude is taken from 2MASS:  $H = 5.86$  and  $K_s = 5.82$ . We plot the result in Fig. 9 (bottom). The noise level (black line in Fig. 9, bottom), measured at all position angles except those where the disk is visible, indicates that the disk is detected at an angular distance larger than about  $0.9$ – $1''$  and closer than  $\sim 4''$  in the western side, and  $\sim 2.5$ – $3''$  on the eastern side. The slope of the outer disk measured in the range  $1.8''$ – $2.5''$  is  $-4.98$  and  $-5.21$  for the east and west sides (dashed lines in Fig. 9), hence confirming the value adopted for  $\alpha_{\text{out}}$ . We checked with our model that for inclined disks the surface brightness (SB) slope measured in the outer disk is nearly equal to the parameter  $\alpha_{\text{out}}$ .

At the edge of the ring (near  $2.0''$ ), the western side is  $0.7 \sim 1.0$  mag brighter than the eastern side. The inner SB profile of the west side is nearly flat (the slope is  $-0.44$ ) in the  $1.0''$ – $2.0''$  range, while in the east side it apparently decreases with the angular separation (slope =  $-2.08$ ), but the measurement is more difficult since the disk is not clearly detected at all separations. If we consider that the HD 15115 disk is a circular ring, then the portion of the disk inside  $2.0''$  corresponds to the same physical distances of 90 AU, hence receiving the same amount of light from the star. Could the flat SB profile in the west be explained by the scattering function? At  $1''$ , the scattering angle is about  $30^\circ$  (if the disk is edge-on) while it is  $90^\circ$  at  $2''$  (the edge of the ring). Assuming the Henyey-Greenstein phase function, we should expect a variation of about 15% for  $|g| = 0.25$  between  $1''$  and  $2''$ . Therefore, this is qualitatively consistent with the flat SB in the west. For  $|g| = 0.50$ , the same intensity variation is instead 50%, which could explain, again qualitatively, the slope of the eastern SB in the inner part. Hence, if the difference of slope in the inner part is real, this would favor a difference of grain properties between the east and west parts.





**Fig. 9.** Intensity ratio between the simulated disk before and after processing with KLIP (*top*), using the model parameters given in Sect. 4. The SB measured in the *H* band image and corrected for the ADI/KLIP bias is shown in the *bottom panel*. Dashed lines corresponds to power laws fitted in the inner and outer regions of the disk. The black line stands for the noise level measured outside the area occupied by the disk.

In the *Ks* band, the SB is too noisy because of the poorer S/N than in the *H* band, so it is not shown here. The overall shape of the SB profile measured in the *H* band agrees well with those of Rodigas et al. (2012) measured in the *Ks* band, in particular the plateau between 1'' and 2'' and the steeper slope beyond 2''. However, the photometric values differ by almost 2 mag/arcsec<sup>2</sup>, which cannot be explained by the star's color ( $H-K_s = 0.04$ ). As the photometric calibration was extrapolated from the PSF halo of a much fainter star, we assume that these LBT data do not have a clean PSF calibration for a proper comparison with our result. On the contrary, the HST photometry measured by Debes et al. (2008) on the west side at 2'' reaches  $\sim 15.6$  mag/arcsec<sup>2</sup> in the *F110W* filter (1.1  $\mu$ m), while we find  $\sim 16.1$  mag/arcsec<sup>2</sup>. These two values agree more closely, and are consistent with the blue color reported by these authors. Finally, Kalas et al. (2007) reported at the same angular separation a SB of  $\sim 16.4$  mag/arcsec<sup>2</sup> in the *H* band from Keck observations that are again in good agreement with our work. However, they did not detect a SB flattening inwards 2'' and concluded that the inner dust depletion should reside within 40 AU, while we do see such a feature in

our image in the  $\sim 45$ –90 AU region (also proposed by Schneider et al. 2014). The near-IR colors of the HD 15115 disk should be revisited in light of the latest observations collected with the same angular resolution from Keck, LBT, and Gemini South.

## 6. Summary and discussion

In this article, we presented *H*, *Ks*, and CH4 band images of the debris disk around HD 15115 from archival data sets obtained with NICI in 2009 and 2011. Several ADI algorithms were used to process the data and allow the disk to be detected at all epochs and all filters.

The general characteristics of the disk inferred from previous studies, its nearly edge-on geometry, the east-west brightness asymmetry, and the bow-like shape are confirmed. However, the NICI data allow us to detect the ansae on both sides and to infer the presence of an inner cavity with higher confidence than ever before. The disk around HD 15115 has, very likely, a ring-like shape as does the disk around HD 32297, for instance. However, only the upper half of the disk is firmly detected. The lower part, labeled (4) in our images, remains difficult to confirm since it does not show up in all datasets. The ansae of this ring are located at a projected radius of 1.99'' ( $\approx 90$  AU) which differs by a factor of 2 from the cavity size derived by SED fitting. While the brightness asymmetry is obvious at large separations beyond the peak of density at 90 AU, the ring is in fact very symmetrical on both sides of the star and does not feature any significant offsets with respect to the central star. Given a large inclination (86°) it would be almost impossible to measure an offset along the line of sight.

We were able, based on a disk geometrical model, to correlate the misalignment and the elevation from the midplane of the two sides of the disk with the anisotropic scattering factor  $|g|$ . Therefore, the mean PA =  $98.8 \pm 0.4^\circ$  of the two disk sides defines the midplane and we measured an elevation in the 2–3'' region of  $0.03 \pm 0.01''$  corresponding to  $0.2 < |g| < 0.5$  in the outer disk.

The forward modeling approach enables us to constrain some of the disk parameters as well as to correct the photometry from ADI biases. We found that the inner cavity is relatively empty ( $\alpha_{in} = 5$ ) as suggested by the ring-like shape in Fig. 2, while the anisotropic scattering factor is close to a value of  $|g| = 0.25$ . As we performed several assessments (geometrical or photometrical) of  $|g|$  in different parts of the disk, the dispersion of the values that we found can just be related to a variation of grain properties between the nearest regions at the edge of the cavity at 90 AU and the regions farther out populated by grains blown away by radiation pressure.

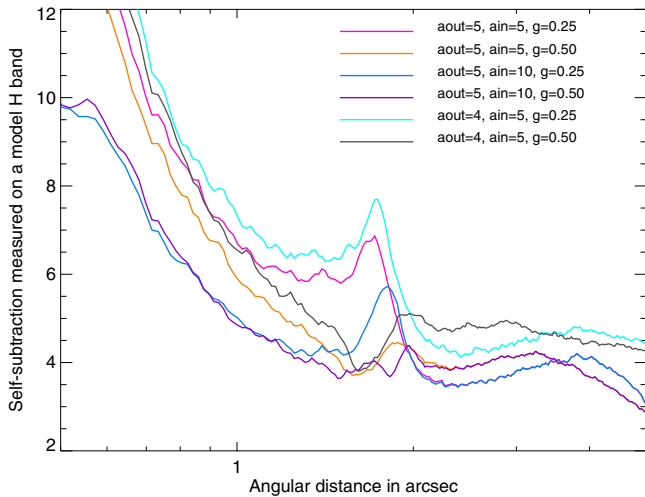
The main result in this paper is the symmetry of the inner ring, which contrasts with the east-west brightness asymmetry of both the ring and the regions outside the ring. Interaction with the local ISM has been proposed as a plausible explanation to account for the brightness asymmetry (Rodigas et al. 2012). A thorough modeling remains to be done to understand this effect, but we can provide some hypotheses for an alternative or additional mechanism. The east-west brightness asymmetry cannot be explained by a geometrical offset of the ring as it can be in the case of the pericenter glow (Wyatt et al. 1999). Instead, it can be related to a local increase in the scattering cross section of the dust grains and/or a local density enhancement of small grains, both of which could point toward an increase in the collisional activity at the place where the ring appears the brightest. For instance, a recent collision could explain a variation of the grain

size and/or property distributions (Jackson et al. 2014), an explanation which was also proposed for the clump in the  $\beta$  Pic disk observed by Telesco et al. (2005) and Dent et al. (2014) at mid-IR and submillimeter wavelengths, respectively. This could also provide theoretical support to the wavelength dependence of the brightness asymmetry seen by Debes et al. (2008) who suggested the presence of several populations of grains with various properties. Other debris disks, like HD 61005 (Buenzli et al. 2010), also feature a similar brightness asymmetry combined with a ring-like geometry. There is still progress to be made to understand young planetary systems like the one around HD 15115. In this respect, the upcoming generation of high-contrast instruments will be major contributors.

**Acknowledgements.** J. Mazoyer is grateful to the Centre National d'Études Spatiales (CNES, Toulouse, France) and Astrium (Toulouse, France) for supporting his PhD fellowship. We would also like to thank the referee for a very detailed and useful report which helped us to improve the manuscript.

## Appendix A: Self-subtraction

We calculated the self-subtraction of the disk for various model parameters  $\alpha_{\text{out}}$ ,  $\alpha_{\text{in}}$ , and  $|g|$  while other parameters are fixed:  $i = 86^\circ$ ,  $r_0 = 90$  AU. The amount of attenuation is shown in Fig. A.1. We observe important variations (20% to 30%) inside the cavity at separations shorter than  $1''$ – $1.5''$  (but the disk remains undetected inside  $1''$ ) and outside the cavity ( $>2''$ ). The various values of  $\alpha_{\text{in}}$  and  $\alpha_{\text{out}}$  affect the level of the self-subtraction but do not change the slope of this profile. On the contrary, the most important effects are observed near the edge of the cavity between  $1.5''$  and  $2''$  ( $r_0 = 90$  AU =  $2''$ ). In this case,  $\alpha_{\text{in}}$  and  $|g|$  are the dominant contributors and can induce



**Fig. A.1.** Intensity ratio between the simulated disk before and after processing with KLIP (*top*), using the model parameters given in Sect. 4.

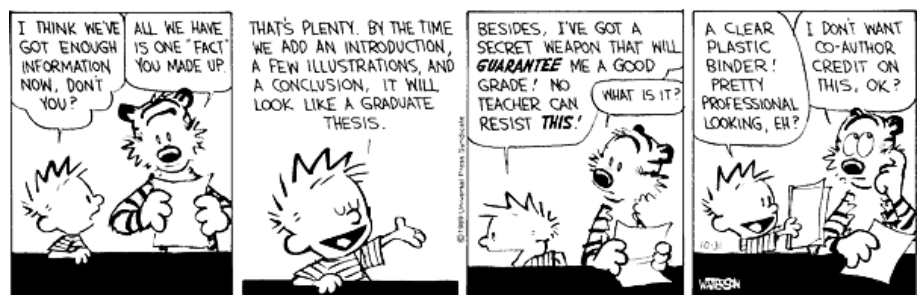
a variation of almost a factor of 2 at this angular separation. The peak at the edge of the cavity can be shifted in radial position. Overall, this translates into a potential impact of 0.25 to 0.75 mag on the SB profile. Still, this does not explain the discrepancy with Rodigas et al. (2012) on the disk photometry, but definitely calls for a careful analysis of the disk geometry in order to recover the exact photometry.

## References

- Augereau, J. C., Lagrange, A. M., Mouillet, D., Papaloizou, J. C. B., & Grorod, P. A. 1999, *A&A*, 348, 557
- Augereau, J. C., Lagrange, A. M., Mouillet, D., & Ménard, F. 2001, *A&A*, 365, 78
- Boccaletti, A., Augereau, J. C., Lagrange, A. M., et al. 2012, *A&A*, 544, A85
- Boccaletti, A., Lagrange, A. M., Bonnefoy, M., Galicher, R., & Chauvin, G. 2013a, *A&A*, 551, L14
- Boccaletti, A., Pantin, E., Lagrange, A. M., et al. 2013b, *A&A*, 560, A20
- Buenzli, E., Thalmann, C., Vigan, A., et al. 2010, *A&A*, 524, L1
- Casassus, S., van der Plas, G., M. S. P., et al. 2013, *Nature*, 493, 191
- Currie, T., Rodigas, T. J., Debes, J., et al. 2012, *ApJ*, 757, 28
- Debes, J. H., Weinberger, A. J., & Song, I. 2008, *ApJ*, 684, L41
- Dent, W. R. F., Wyatt, M. C., Roberge, A., et al. 2014, *Science*, 343, 1490
- Heney, L. G., & Greenstein, J. L. 1941, *ApJ*, 93, 70
- Jackson, A. P., Wyatt, M. C., Bonsor, A., & Veras, D. 2014, *MNRAS*, 440, 3757
- Kalas, P., Fitzgerald, M. P., & Graham, J. R. 2007, *ApJ*, 661, L85
- Krivov, A. V. 2010, *Res. Astron. Astrophys.*, 10, 383
- Lafrenière, D., Marois, C., Doyon, R., Nadeau, D., & Artigau, É. 2007, *ApJ*, 660, 770
- Lagrange, A. M., Gratadour, D., Chauvin, G., et al. 2009, *A&A*, 493, L21
- Lagrange, A. M., Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2010, *Science*, 329, 57
- Lagrange, A.-M., Boccaletti, A., Milli, J., et al. 2012, *A&A*, 542, A40
- Lebreton, J., Augereau, J.-C., Thi, W.-F., et al. 2012, *A&A*, 539, A17
- Marois, C., Lafrenière, D., Doyon, R., Macintosh, B., & Nadeau, D. 2006, *ApJ*, 641, 556
- Marois, C., Lafrenière, D., Macintosh, B., & Doyon, R. 2008, *ApJ*, 673, 647
- Marois, C., Zuckerman, B., Konopacky, Q. M., Macintosh, B., & Barman, T. 2010, *Nature*, 468, 1080
- Milli, J., Mouillet, D., Lagrange, A. M., et al. 2012, *A&A*, 545, A111
- Milli, J., Lagrange, A. M., Mawet, D., et al. 2014, *A&A*, 566, A91
- Moór, A., Pascucci, I., Kóspál, Á., et al. 2011, *ApJS*, 193, 4
- Moro-Martín, A. 2011, in *IAU Symp. 276*, eds. A. Sozzetti, M. G. Lattanzi, & A. P. Boss, 54
- Mouillet, D., Larwood, J. D., Papaloizou, J. C. B., & Lagrange, A. M. 1997, *MNRAS*, 292, 896
- Racine, R., Walker, G. A. H., Nadeau, D., Doyon, R., & Marois, C. 1999, *PASP*, 111, 587
- Rameau, J., Chauvin, G., Lagrange, A.-M., et al. 2013, *ApJ*, 779, L26
- Rodigas, T. J., Hinz, P. M., Leisenring, J., et al. 2012, *ApJ*, 752, 57
- Rodigas, T. J., Debes, J. H., Hinz, P. M., et al. 2014, *ApJ*, 783, 21
- Schneider, G., Grady, C. A., Hines, D. C., et al. 2014, *AJ*, submitted [[arXiv:1406.7303](https://arxiv.org/abs/1406.7303)]
- Silverstone, M. D. 2000, Ph.D. Thesis, University of California, Los Angeles
- Soummer, R., Pueyo, L., & Larkin, J. 2012, *ApJ*, 755, L28
- Telesco, C. M., Fisher, R. S., Wyatt, M. C., et al. 2005, *Nature*, 433, 133
- Thalmann, C., Grady, C. A., Goto, M., et al. 2010, *ApJ*, 718, L87
- Thalmann, C., Janson, M., Buenzli, E., et al. 2011, *ApJ*, 743, L6
- Thalmann, C., Janson, M., Buenzli, E., et al. 2013, *ApJ*, 763, L29
- Toomey, D. W., & Ftaclas, C. 2003, *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*, ed. J. Iye, 4841, 889
- van Leeuwen, F. 2007, *A&A*, 474, 653
- Wahhaj, Z., Liu, M. C., Biller, B. A., et al. 2011, *ApJ*, 729, 139
- Wyatt, M. C., Dermott, S. F., Telesco, C. M., et al. 1999, *ApJ*, 527, 918



# Conclusion



Bill Watterson, *Calvin and Hobbes*



# Résultats

Ma thèse s'inscrit dans le cadre de l'imagerie haute dynamique pour la détection directe et l'analyse de planètes extrasolaires et de disques circumstellaires. J'ai tenté dans une première partie de montrer la diversité des champs de recherche étudiés dans le domaine de l'observation haute dynamique, de la conception d'instruments complexes (optique adaptative, coronagraphie, analyse et correction du front d'onde en plan focal) au traitement et à l'analyse de données astrophysiques.

J'ai travaillé à la fois sur un concept instrumental encore en développement, la *self-coherent camera*, et sur les données d'un instrument sur ciel de 2007 à 2013, NICI. Ces deux instruments sont à des étapes très différentes de leur vie, ce qui m'a permis d'explorer trois aspects distincts et complémentaires de l'imagerie haute dynamique, qui correspondent aux trois dernières parties de ma thèse : développement d'un banc optique, développement expérimental et en simulation d'un concept instrumental et analyse de données d'observation.

La partie II décrit mon travail sur le banc très haute dynamique (THD) de l'observatoire de Meudon, sur lequel est testé la *self-coherent camera*. J'ai mené ce travail, qui a fait intervenir des notions de mécanique, d'optique, d'électronique et d'informatique, pendant toute la durée de ma thèse, en parallèle de mes autres réalisations. Ces développements ont été essentiels à l'amélioration des performances de la *self-coherent camera* observée durant ma thèse. J'ai en particulier caractérisé et intégré un nouveau détecteur haute dynamique et effectuée une analyse précise des performances et limitations du miroir déformable MEMS 1024 actionneurs de la société Boston Micromachines. Cette analyse a fait l'objet d'un acte de conférence présenté au SPIE de Montréal 2014 (Mazoyer et al., 2014b).

La *self-coherent camera* permet l'analyse, en utilisant la cohérence de la lumière stellaire, des tavelures ou *speckles* stellaires qui apparaissent dans le plan focal d'un coronographe et qui limitent ses performances en contraste. Elle peut être utilisée soit comme une méthode de traitement d'image *a posteriori*, soit en correction active de *speckles* en association avec un miroir déformable. Mon travail théorique et expérimental sur cet instrument se concentre sur l'utilisation active de la *self-coherent camera*. Il est décrit dans la partie III .

Dans un premier temps, j'ai étudié la méthode décrite dans Mas (2012), qui permet d'utiliser la *self-coherent camera* comme un analyseur de front d'onde en plan focal. Cette méthode m'a permis d'obtenir de premiers résultats en contraste, à  $3.10^{-7}$  entre 7 et  $11 \lambda/D$ , en utilisant un coronographe quatre quadrants éclairé à sa longueur d'onde optimale. Pour mieux comprendre les performances de la *self-coherent camera*, j'ai aussi mené une étude paramétrique, expérimentale et en simulation numérique. Ces travaux ont fait l'objet d'une publication dans *Astronomy & Astrophysics* (Mazoyer et al., 2013a). J'ai par ailleurs contribué à l'amélioration du code MEHICI permettant la simulation numérique d'un coronographe couplé à une mesure en plan focal et à une correction active des *speckles*.

J’ai ensuite développé une seconde méthode utilisant la *self-coherent camera*, qui vise à la minimisation de l’énergie stellaire en plan focal. J’ai montré que cette méthode conduisait à cette minimisation sous des hypothèses moins contraignantes que la précédente. Son utilisation sur le banc THD a permis une amélioration significative des performances expérimentales en contraste : meilleures que  $3.10^{-8}$  entre 5 et  $12 \lambda/D$  en lumière monochromatique. Ces travaux ont fait l’objet d’une publication (Mazoyer et al., 2014a), dans laquelle j’ai aussi réalisé les premières expérimentations en lumière polychromatique, dont les résultats sont meilleurs que  $4.10^{-8}$  entre 5 et  $12 \lambda/D$ , pour des filtres étroits ( $R_\lambda \simeq 60$ ) autour de la longueur d’onde optimale du masque coronographique.

A la fin de la partie III, j’ai mis en évidence trois limites principales actuelles aux performances du banc THD. La première est la chromaticité du coronographe quatre quadrants utilisé, dégradant de manière importante, pour un même niveau d’aberrations, les performances lors du passage en large bande. La seconde est inhérente à la *self-coherent camera* et concerne les problèmes de mesure du champ de *speckles* en large bande chromatique. Enfin, la troisième concerne spécifiquement les performances en monochromatique. J’ai proposé plusieurs pistes pouvant expliquer cette limitation : diffraction des *speckles* en dehors de la zone de correction du miroir déformable, diffusion par les optiques, pas minimum de correction du miroir déformable atteint. J’ai proposé des évolutions du banc pour surmonter ces limites.

Dans la dernière partie de ma thèse (IV), j’ai utilisé les données d’archive de l’instrument NICI pour analyser des disques circumstellaires. Le traitement de toutes les données accessibles, pour 9 étoiles possédant des disques connus, a permis la détection dans ces données de ceux autour de HD 141569A et HD 15115. J’ai uniquement eu le temps de réaliser l’analyse des données du second. Cette analyse confirme la présence d’un disque ainsi que l’inclinaison, la position angulaire et l’asymétrie en contraste déjà observées. Cependant, j’ai observé dans ces données, pour la première fois, la présence d’un anneau interne à 90 unités astronomiques. Cet anneau montre une cavité qui semble être de forme circulaire, symétrique et centrée sur l’étoile. L’asymétrie en contraste pourrait être due à une densité de poussière ou à une taille des grains variables dans le disque. Ces résultats ont donné lieu à la soumission d’un article dans *Astronomy & Astrophysics*.



# Perspectives

Certaines données NICI que j’ai utilisées ont été acquises il y a 5 ans et sont dans le domaine public depuis plusieurs années. Malgré les résultats décevants des campagnes de détection d’exoplanètes avec cet instrument, ces données sont d’excellente qualité et devraient continuer à être utilisées pour l’analyse de disques circumstellaires, en attendant et en complément des observations de la génération suivante d’instruments haute dynamique. Le disque autour de HD 15115 devrait faire ainsi partie des premières observations des instruments SPHERE et GPI. Ces données pourraient permettre de confirmer rapidement l’existence d’une cavité interne à 90 unités astronomiques dans ce disque. Elles pourraient aussi permettre d’observer l’intérieur de cette cavité et de fixer des limites de détection sur un éventuel compagnon.

A court terme, la *self-coherent camera* va continuer à se développer sur le banc THD de l’observatoire de Meudon. Les limites que j’ai mises en évidence ont permis de fixer les futures améliorations du banc.

Le remplacement du FQPM par un coronographe plus achromatique est nécessaire pour l’amélioration des performances en large bande chromatique. L’objectif est aussi de vérifier que la nouvelle méthode de la *self-coherent camera* en correction active est prête à l’emploi, sans changement de modèle, pour tout type de coronographe (changement de masque coronographique ou introduction d’une apodisation par exemple). Ces études ont déjà commencé avec l’introduction des coronographes Multi-quatre quadrants et *Dual zone phase mask* sur le banc THD. Les premiers résultats en contraste sont prometteurs et devraient donner lieu à une publication prochainement. L’utilisation de la *self-coherent camera* avec d’autres coronographes, pour l’amélioration des performances en bande monochromatique et polychromatique, est amenée à se poursuivre à moyen terme.

Parmi les différentes solutions que j’ai exposées pour résoudre la limitation inhérente à l’estimation en plan focal par la *self-coherent camera* lors de l’utilisation en large bande, l’utilisation de plusieurs diaphragmes de référence (*self-coherent camera* multi-référence) est actuellement testée. Ces améliorations devraient permettre d’atteindre des tailles de zone de correction et des niveaux de contraste comparables en lumière monochromatique et polychromatique. Les résultats de cette analyse devraient eux aussi donner lieu à une publication prochainement.

Les spectromètres à intégrale de champ (IFS) sont maintenant présents sur la plupart des derniers instruments haute dynamique. A plus long terme, une analyse serait nécessaire pour montrer que cette limitation en large bande disparaît lors de l’utilisation de la *self-coherent camera* pour les bandes élémentaires plus étroites d’un IFS.

Enfin, les performances en contraste en monochromatique devraient, elles aussi, subir une amélioration à court terme. D’une part, la mise en place d’une apodisation sur le banc devrait réduire la diffraction des *speckles* hors de la zone de correction du miroir déformable. A moyen terme, deux autres miroirs déformables (un  $32 \times 32$  et un  $12 \times 12$ ) devraient être utilisés en supplément. En élargissant la zone de correction accessible, ils devraient aussi permettre de

réduire l'influence de la diffraction des *speckles* non corrigeables et d'améliorer les performances en contraste sur un champ plus large. D'autre part, le banc THD s'apprête à déménager dans une nouvelle salle blanche de classe supérieure, permettant un meilleur contrôle thermique et utilisant un meilleur coffrage du banc. Les paraboles hors-axe seront aussi refaites. Ces changements vont réduire la quantité de poussière (donc la diffusion par les optiques) ainsi que les effets de la turbulence et devraient mener à une augmentation des performances du banc THD.

Au delà de l'amélioration des performances du banc THD, l'objectif final de mon travail de thèse est l'intégration de la *self-coherent camera* sur un télescope au sol ou spatial.

Les 3 instruments haute dynamique en utilisation actuellement (SPHERE, GPI, P1640) n'utilisent pas de méthode de correction active en boucle fermée des *speckles* quasi-statiques sur tout le chemin optique. L'intégration d'une *self-coherent camera* permettrait donc une nette amélioration de leurs performances au prix d'une modification minimale de leur montage optique. Dans le cas où ces instruments n'auraient pas prévu d'optiques de taille suffisamment grande en aval du plan de Lyot, j'ai commencé à développer une méthode utilisant plusieurs diaphragmes de référence et permettant de résoudre ce problème.

A plus long terme, les futures missions au sol ou spatiales d'imagerie directe haute dynamique utiliserons sans aucun doute une méthode de correction active des aberrations sur tout le chemin optique en complément de la coronagraphie. Dans cette thèse, j'ai classé les méthodes de mesure du champ complexe des *speckles* en plan focal en deux grandes catégories : les *speckles* sont modulés soit temporellement (EFC, COFFEE) soit spatialement (*self-coherent camera*). Une étude des performances comparées de ces deux méthodes est pour moi primordiale, en particulier pour des applications spatiales, où la taille réduite de la surface collectrice va en pratique limiter les contrastes accessibles pour des temps de pose raisonnables. Cette étude, expérimentale et par simulation numérique devra identifier, en fonction des paramètres d'une mission (taille du miroir primaire, forme et segmentation de la pupille d'entrée, type de coronographe, type de miroir déformable et nombre d'actionneurs) et des objets ciblés (magnitude, contraste et distance par rapport à l'étoile), dans quelles situations l'une de ces deux techniques doit être préférée à l'autre.

A ce jour, tous les bancs optiques ayant atteints des niveaux de contraste comparables ou supérieurs à ceux du banc THD utilisent exclusivement des techniques de modulation temporelle des *speckles* et je pense que notre équipe a donc tout à gagner à réaliser elle-même cette étude. En outre, il me paraît peu probable que nous arrivions à égaliser les performances en contraste des meilleurs bancs américains sans utiliser des moyens comparables (mise sous vide, miroir déformable avec de bien meilleure qualité de surface à plat), ce qui semble difficile à atteindre à moyen terme. Une identification et une mise en valeur des atouts spécifiques du banc THD devrait donc permettre une spécialisation qui me semble souhaitable.

## Liste des publications



Bill Watterson, *Calvin and Hobbes*



## Revue à comité de lecture

- **Mazoyer, J.**, Baudoz, P., Galicher, R., Mas, M. & Rousset, G. 2013 (Septembre). Estimation and correction of wavefront aberrations using the self-coherent camera : laboratory results. *Astronomy and Astrophysics*, 557 :A9.
- **Mazoyer, J.**, Baudoz, P., Galicher, R. & Rousset, G. 2014 (Avril). High-contrast imaging in polychromatic light with the self-coherent camera, *Astronomy and Astrophysics*, 564 :L1.
- **Mazoyer, J.**, Boccaletti, A., Augereau, J.C., Lagrange, A.-M., Galicher, R., & Baudoz, P. 2014 (Septembre). Is the HD 15115 disk really asymmetrical? *Astronomy and Astrophysics*, 569 :A29.

## Actes de conférences

- **Mazoyer, J.**, Baudoz, P., Mas, M., Rousset, G. & Galicher, R. 2012 (Sept.). Experimental parametric study of the self-coherent camera. In : *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 8442.
- Baudoz, P., **Mazoyer, J.**, Mas, M., Galicher, R. & Rousset, G. 2012 (Sept.). Dark hole and planet detection : laboratory results using the self-coherent camera. In : Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 8446.
- Mas, M., Baudoz, P., **Mazoyer, J.**, Galicher, R. & Rousset, G. 2012 (Sept.). Experimental results on wavefront correction using the self-coherent camera. In : *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 8446.
- **Mazoyer, J.**, Baudoz, P., Galicher, R. & Rousset, G. 2013 (Dec.). Direct detection of exoplanets in polychromatic light with a Self-coherent camera. In : *Esposito, S., & Fini, L. (eds), Proceedings of the Third AO4ELT Conference*, id. 97.
- Baudoz, P., **Mazoyer, J.** & Galicher, R. 2013 (Dec.). Laboratory tests of planet signal extraction in high contrast images. In : *Esposito, S., & Fini, L. (eds), Proceedings of the Third AO4ELT Conference*, id. 109.
- Galicher, R., Delorme, J. R., Baudoz, P. & **Mazoyer, J.** 2013 (Dec.). Focal Plane Wavefront Sensing with a self-coherent camera. In : *Esposito, S., & Fini, L. (eds), Proceedings of the Third AO4ELT Conference*, id. 123.
- **Mazoyer, J.**, Galicher, R., Baudoz, P., & Rousset, G. 2013. Speckle correction in polychromatic light with the self-coherent camera for the direct detection of exoplanets. In : Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 8864.

- Galicher, R., **Mazoyer, J.**, Baudoz, P., & Rousset, G. 2012 (Sept.). High-contrast imaging with a self-coherent camera. In : Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 8864.
- **Mazoyer, J.**, Galicher, R., Baudoz, P., & Rousset, G. 2013. Deformable mirror interferometric analysis for the direct imagery of exoplanets. In : Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 9148.
- Galicher, R., Baudoz, P., Delorme, J.-R., **Mazoyer, J.**, Rousset, G., Firminy, J., Boussaha, F., N'Diaye, M., Dohlen, K. & Caillat, A. 2013. High contrast imaging on the THD bench : progress and upgrades. In : Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 9143.
- Delorme, J.-R., Galicher, R., Baudoz, P., **Mazoyer, J.**, Rousset, G., N'Diaye, M., Dohlen, K. & Caillat, A. 2013. High-contrast imaging in wide spectral band with a self-coherent camera and achromatic coronagraphs. In : Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 9151.

## Vulgarisation scientifique pour Podcastscience.fm

- Emission en podcast et dossier écrit : *Exoplanètes : de la pluralité des mondes*, le 27 janvier 2014
- Emission en podcast et dossier écrit : *“Plus c’est gros, mieux c’est ?” Une histoire des télescopes en astronomie*, le 16 avril 2014
- Emission en podcast en direct du CERN et dossier écrit : *Extremely Large Telescopes : des cathédrales pour l’astronomie*, le 23 Août 2014

# Table des figures

1	Diversité des systèmes planétaires par Fontenelle (1686)	18
I.1.1	Nombre de détections d'exoplanètes en fonction de l'année	26
I.2.1	Diagramme masse – semi grand-axe pour les exoplanètes découvertes	28
I.2.2	Densités spectrales d'énergie pour différentes étapes de la formation stellaire	32
I.3.1	Fonction d'étalement du point et aberrations	38
I.3.2	Résolution d'un télescope	39
I.3.3	Résolution d'un télescope	40
I.3.4	Contraste des planètes du système solaire	41
I.3.5	Intensité normalisée de fonctions d'étalement du point	42
I.3.6	L'interférométrie en bande noire	43
I.3.7	80 ans de coronographie solaire	44
I.3.8	Le coronographe de phase à quatre quadrants	45
I.3.9	Récents développements dans le domaine de la coronographie stellaire	49
I.3.10	Le coronographe dual-zone phase mask	50
I.3.11	Principe de l'optique adaptative	52
I.3.12	Densités spectrales de puissance de HST et du VLT	58
I.3.13	Vitesse de rotation de l'objet autour de son étoile : choix du temps de pose.	62
I.3.14	Principe de l'imagerie angulaire différentielle	63
I.3.15	Principe du LOCI	65
I.3.16	L'imagerie haut contraste avec HST	68
I.4.1	Trois exemples de <i>dark holes</i>	74
I.4.2	Le <i>Calibration interferometer</i> de GPI	76
I.4.3	Principe de la <i>self-coherent camera</i>	78
I.4.4	Plan focal avec et sans <i>self-coherent camera</i>	79
I.4.5	Annonce du plan	83
II.1.1	Le banc THD : chemin optique	91
II.1.2	Banc THD : plans pupilles et plans focaux	92
II.1.3	Atténuations des filtres de densité neutre	95
II.1.4	Contrôle du THD	97
II.2.1	La caméra Andor Neo	100
II.2.2	Linéarité de la camera Neo	102
II.2.3	Gain de la camera Neo	103



II.3.1 Coupe schématique d'un miroir déformable MEMS . . . . .	105
II.3.2 État du miroir déformable avant l'étude au LAM . . . . .	106
II.3.3 Schéma du banc interférométrique du LAM . . . . .	107
II.3.4 Forme générale du miroir . . . . .	109
II.3.5 Surface du miroir et des actionneurs . . . . .	110
II.3.6 Coupe d'un actionneur et densités spectrales de puissance . . . . .	112
II.3.7 Etude d'un actionneur : forme de la fonction d'influence . . . . .	113
II.3.8 Etude d'un actionneur : course et réponse à l'application d'une tension . . . . .	114
II.3.9 Carte des gains des actionneurs . . . . .	116
II.3.10 Etude de l'actionneur 841 "lent" . . . . .	117
II.3.11 Influence de l'étude sur la position de la pupille . . . . .	118
III.3.1 Construction d'une matrice d'interaction à partir de l'estimateur $I_-$ . . . . .	142
III.3.2 Construction d'une matrice d'interaction de $I_-$ (suite) . . . . .	144
III.4.1 Limitations du FQPM en large bande spectrale . . . . .	156
III.4.2 Influence d'une large bande sur l'estimation par la <i>self-coherent camera</i> . . . . .	157
III.4.3 La <i>self-coherent camera</i> en multi-référence . . . . .	158
III.4.4 La <i>self-coherent camera</i> en multi-référence : autres applications . . . . .	160
IV.1.1 Schéma fonctionnel de l'instrument NICI . . . . .	168
IV.1.2 Image coronographique NICI de l'étoile HD 15115 . . . . .	170
IV.2.1 HD 141569A en ADI et en KLIP . . . . .	171

# Liste des tableaux

1	Principales notations introduites dans la partie I . . . . .	23
I.3.1	Comparaison des techniques de miroirs déformables . . . . .	55
II.1.1	Bandes spectrales sur le banc THD lors de Mazoyer et al. (2014a) . . . . .	94
II.2.1	Détecteurs du THD . . . . .	99
II.3.1	Jeux de paramètre des DSP du miroir déformable . . . . .	112
IV.1.1	Journal des données traitées dans l'archive NICI . . . . .	169



# Bibliographie

- L. Abe, A. Domiciano de Souza, Jr., F. Vakili, and J. Gay. Phase Knife Coronagraph. II - Laboratory results. *Astronomy and Astrophysics*, 400 :385–392, March 2003. doi : 10.1051/0004-6361:20021834. [47](#)
- F. C. Adams, C. J. Lada, and F. H. Shu. Spectral evolution of young stellar objects. *Astrophysical Journal*, 312 :788–806, January 1987. doi : 10.1086/164924. [31](#)
- C. Aime, R. Soummer, and A. Ferrari. Total coronagraphic extinction of rectangular apertures using linear prolate apodizations. *Astronomy and Astrophysics*, 389 :334–344, July 2002. doi : 10.1051/0004-6361:20020419. [49](#)
- P. André, D. Ward-Thompson, and M. Barsony. Submillimeter continuum observations of Rho Ophiuchi A - The candidate protostar VLA 1623 and prestellar clumps. *Astrophysical Journal*, 406 :122–141, March 1993. doi : 10.1086/172425. [31](#), [32](#)
- P. J. Armitage and I. A. Bonnell. The brown dwarf desert as a consequence of orbital migration. *MNRAS*, 330 :L11–L14, February 2002. doi : 10.1046/j.1365-8711.2002.05213.x. [25](#)
- J. C. Augereau and J. C. B. Papaloizou. Structuring the HD 141569 A circumstellar dust disk. Impact of eccentric bound stellar companions. *Astronomy and Astrophysics*, 414 :1153–1164, February 2004. doi : 10.1051/0004-6361:20031622. [68](#)
- H. H. Aumann, C. A. Beichman, F. C. Gillett, T. de Jong, J. R. Houck, F. J. Low, G. Neugebauer, R. G. Walker, and P. R. Wesselius. Discovery of a shell around Alpha Lyrae. *Astrophysical Journal Letters*, 278 :L23–L27, March 1984. doi : 10.1086/184214. [31](#)
- N. Baba and N. Murakami. A Method to Image Extrasolar Planets with Polarized Light. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 115 :1363–1366, December 2003. doi : 10.1086/380422. [67](#)
- H. W. Babcock. The Possibility of Compensating Astronomical Seeing. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 65 :229, October 1953. doi : 10.1086/126606. [51](#)
- A. Baglin. COROT : A minisat for pionnier science, asteroseismology and planets finding. *Advances in Space Research*, 31 :345–349, 2003. doi : 10.1016/S0273-1177(02)00624-5. [29](#)
- T. S. Barman, B. Macintosh, Q. M. Konopacky, and C. Marois. Clouds and Chemistry in the Atmosphere of Extrasolar Planet HR8799b. *Astrophysical Journal*, 733 :65, May 2011. doi : 10.1088/0004-637X/733/1/65. [167](#)
- C. Baruteau, A. Crida, S.-J. Paardekooper, F. Masset, J. Guilet, B. Bitsch, R. P. Nelson, W. Kley, and J. C. B. Papaloizou. Planet-Disk Interactions and Early Evolution of Planetary Systems. *ArXiv e-prints*, December 2013. [25](#)

- N. M. Batalha, W. J. Borucki, S. T. Bryson, L. A. Buchhave, D. A. Caldwell, J. Christensen-Dalsgaard, D. Ciardi, E. W. Dunham, F. Fressin, T. N. Gautier, III, R. L. Gilliland, M. R. Haas, S. B. Howell, J. M. Jenkins, H. Kjeldsen, D. G. Koch, D. W. Latham, J. J. Lissauer, G. W. Marcy, J. F. Rowe, D. D. Sasselov, S. Seager, J. H. Steffen, G. Torres, G. S. Basri, T. M. Brown, D. Charbonneau, J. Christiansen, B. Clarke, W. D. Cochran, A. Dupree, D. C. Fabrycky, D. Fischer, E. B. Ford, J. Fortney, F. R. Girouard, M. J. Holman, J. Johnson, H. Isaacson, T. C. Klaus, P. Machalek, A. V. Moorehead, R. C. Morehead, D. Ragozzine, P. Tenenbaum, J. Twicken, S. Quinn, J. VanCleve, L. M. Walkowicz, W. F. Welsh, E. Devore, and A. Gould. Kepler's First Rocky Planet : Kepler-10b. *Astrophysical Journal*, 729 :27, March 2011. doi : 10.1088/0004-637X/729/1/27. 29
- P. Baudoz. *Coronographie stellaire : le Coronographe Interférentiel Achromatique*. PhD thesis, Université de Nice – Sophia Antipolis, 1999. 49, 51
- P. Baudoz, A. Boccaletti, J. Baudrand, and D. Rouan. The Self-Coherent Camera : a new tool for planet detection. In C. Aime & F. Vakili, editor, *IAU Colloq. 2006*, pages 553–558, 2006. doi : 10.1017/S174392130600994X. 77, 78, 79, 121
- P. Baudoz, R. Galicher, J. Baudrand, and A. Boccaletti. Theory and laboratory tests of the multi-stage phase mask coronagraph. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7015 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, July 2008. doi : 10.1117/12.788722. 47
- P. Baudoz, J. Mazoyer, and R. Galicher. Laboratory tests of planet signal extraction in high contrast images. In S. Esposito and L. Fini, editors, *Proceedings of the Third AO4ELT Conference, id. #109*, December 2013. doi : 10.12839/AO4ELT3.13701. 80
- J. L. Bean, B. E. McArthur, G. F. Benedict, T. E. Harrison, D. Bizyaev, E. Nelan, and V. V. Smith. The Mass of the Candidate Exoplanet Companion to HD 33636 from Hubble Space Telescope Astrometry and High-Precision Radial Velocities. *Astronomical Journal*, 134 :749–758, August 2007. doi : 10.1086/519956. 30
- Ruslan Belikov, Eduardo Bendek, Thomas P. Greene, Olivier Guyon, Julien Lozi, Dana H. Lynch, Kevin E. Newman, Eugene Pluzhnik, Glenn Schneider, Domenick Tenerelli, Sandrine J. Thomas, and Fred C. Witteborn. Excede technology development ii : demonstration of high contrast at 1.2  $\lambda$ /d and preliminary broadband results. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 8864 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 88640W–88640W–8, aug 2013. doi : 10.1117/12.2024569. URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.2024569>. 82
- D. P. Bennett, V. Batista, I. A. Bond, C. S. Bennett, D. Suzuki, J.-P. Beaulieu, A. Udalski, J. Donatowicz, F. Abe, C. S. Botzler, M. Freeman, D. Fukunaga, A. Fukui, Y. Itow, N. Koshimoto, C. H. Ling, K. Masuda, Y. Matsubara, Y. Muraki, S. Namba, K. Ohnishi, N. J. Rattenbury, T. Saito, D. J. Sullivan, T. Sumi, W. L. Sweatman, P. J. Tristram, N. Tsurumi, K. Wada, P. C. M. Yock, M. D. Albrow, E. Bachelet, S. Brillant, J. A. R. Caldwell, A. Cassan, A. A. Cole, E. Corrales, C. Coutures, S. Dieters, D. Dominis Prester, P. Fouque, J. Greenhill, K. Horne, J.-R. Koo, D. Kubas, J.-B. Marquette, R. Martin, J. W. Menzies, K. C. Sahu, J. Wambsganss, A. Williams, M. Z. J. Y. Choi, D. L. DePoy, S. Dong, B. S. Gaudi, A. Gould, C. Han, C. B. Henderson, D. McGregor, C.-U. Lee, R. W. Pogge, I.-G. Shin, J. C. Yee, M. K. Szymaski, J. Skowron, R. Poleski, S. Kozowski, L. Wyrzykowski, M. Kubiak, P. Pietrukowicz,

- 
- G. Pietrzyski, I. Soszynski, K. Ulaczyk, Y. Tsapras, R. A. Street, M. Dominik, D. M. Bramich, P. Browne, M. Hundertmark, N. Kains, C. Snodgrass, I. A. Steele, I. Dekany, O. A. Gonzalez, D. Heyrovsky, R. Kandori, E. Kerins, P. W. Lucas, D. Minniti, T. Nagayama, M. Rejkuba, A. C. Robin, and R. Saito. A Sub-Earth-Mass Moon Orbiting a Gas Giant Primary or a High Velocity Planetary System in the Galactic Bulge. *ArXiv e-prints*, December 2013. 30
- J.-L. Beuzit, M. Feldt, K. Dohlen, D. Mouillet, P. Puget, F. Wildi, L. Abe, J. Antichi, A. Baruffolo, P. Baudoz, A. Boccaletti, M. Carbillet, J. Charton, R. Claudi, M. Downing, C. Fabron, P. Feautrier, E. Fedrigo, T. Fusco, J.-L. Gach, R. Gratton, T. Henning, N. Hubin, F. Joos, M. Kasper, M. Langlois, R. Lenzen, C. Moutou, A. Pavlov, C. Petit, J. Pragt, P. Rabou, F. Rigal, R. Roelfsema, G. Rousset, M. Saisse, H.-M. Schmid, E. Stadler, C. Thalmann, M. Turatto, S. Udry, F. Vakili, and R. Waters. SPHERE : a planet finder instrument for the VLT. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7014 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, August 2008. doi : 10.1117/12.790120. 70
- J.-L. Beuzit, M. Feldt, D. Mouillet, K. Dohlen, P. Puget, F. Wildi, and SPHERE Consortium. SPHERE : a planet imager for the VLT. In *In the Spirit of Lyot 2010*, October 2010. 158
- Thomas Bifano. Adaptive imaging : MEMS deformable mirrors. *Nat Photon*, 5(1) :21–23, January 2011. ISSN 1749-4885. 105
- B. A. Biller, M. C. Liu, Z. Wahhaj, E. L. Nielsen, L. M. Close, T. J. Dupuy, T. L. Hayward, A. Burrows, M. Chun, C. Ftaclas, F. Clarke, M. Hartung, J. Males, I. N. Reid, E. L. Shkolnik, A. Skemer, M. Tecza, N. Thatte, S. H. P. Alencar, P. Artymowicz, A. Boss, E. de Gouveia Dal Pino, J. Gregorio-Hetem, S. Ida, M. J. Kuchner, D. Lin, and D. Toomey. The Gemini NICI Planet-finding Campaign : Discovery of a Close Substellar Companion to the Young Debris Disk Star PZ Tel. *Astrophysical Journal Letters*, 720 :L82–L87, September 2010. doi : 10.1088/2041-8205/720/1/L82. 167
- A. Boccaletti, P. Riaud, P. Baudoz, J. Baudrand, D. Rouan, D. Gratadour, F. Lacombe, and A.-M. Lagrange. The Four-Quadrant Phase Mask Coronagraph. IV. First Light at the Very Large Telescope. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 116 :1061–1071, November 2004. doi : 10.1086/425735. 44, 50
- A. Boccaletti, P. Baudoz, J. Baudrand, J. M. Reess, and D. Rouan. Imaging exoplanets with the coronagraph of JWST/MIRI. *Advances in Space Research*, 36 :1099–1106, 2005. doi : 10.1016/j.asr.2005.04.107. 69
- A. Boccaletti, J. Baudrand, P. Baudoz, and P. Riaud. Development of Coronagraphs for Exoplanet Detection with SPHERE. In *In the Spirit of Bernard Lyot : The Direct Detection of Planets and Circumstellar Disks in the 21st Century*, June 2007. 70
- A. Boccaletti, J. Schneider, W. Traub, P.-O. Lagage, D. Stam, R. Gratton, J. Trauger, K. Cahoy, F. Snik, P. Baudoz, R. Galicher, J.-M. Reess, D. Mawet, J.-C. Augereau, J. Patience, M. Kuchner, M. Wyatt, E. Pantin, A.-L. Maire, C. Verinaud, S. Ronayette, D. Dubreuil, M. Min, M. Rodenhuis, D. Mesa, R. Belikov, O. Guyon, M. Tamura, N. Murakami, and I. M. Beerer. SPICES : spectro-polarimetric imaging and characterization of exoplanetary systems. From planetary disks to nearby Super Earths. *Experimental Astronomy*, 34 :355–384, October 2012. doi : 10.1007/s10686-012-9290-5. 81

- A. Boccaletti, E. Pantin, A.-M. Lagrange, J.-C. Augereau, H. Meheut, and S. P. Quanz. Multiple spiral patterns in the transitional disk of HD 100546. *Astronomy and Astrophysics*, 560 :A20, December 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201322365. 26, 167, 168
- I. A. Bond, F. Abe, R. J. Dodd, J. B. Hearnshaw, M. Honda, J. Jugaku, P. M. Kilmartin, A. Marles, K. Masuda, Y. Matsubara, Y. Muraki, T. Nakamura, G. Nankivell, S. Noda, C. Noguchi, K. Ohnishi, N. J. Rattenbury, M. Reid, T. Saito, H. Sato, M. Sekiguchi, J. Skuljan, D. J. Sullivan, T. Sumi, M. Takeuti, Y. Watase, S. Wilkinson, R. Yamada, T. Yanagisawa, and P. C. M. Yock. Real-time difference imaging analysis of MOA Galactic bulge observations during 2000. *MNRAS*, 327 :868–880, November 2001. doi : 10.1046/j.1365-8711.2001.04776.x. 30
- D. Bonneau, M. Josse, and A. Labyrie. Lock-In Image Subtraction Detectability of Circumstellar Planets with the Large Space Telescope. In C. de Jager and H. Nieuwenhuijzen, editors, *Image Processing Techniques in Astronomy*, volume 54 of *Astrophysics and Space Science Library*, page 403, December 1975. 44
- P. J. Bordé and W. A. Traub. High-Contrast Imaging from Space : Speckle Nulling in a Low-Aberration Regime. *Astrophysical Journal*, 638 :488–498, February 2006. doi : 10.1086/498669. 58, 75, 77, 112, 123, 124, 127, 141, 161
- W. J. Borucki, E. Agol, F. Fressin, L. Kaltenegger, J. Rowe, H. Isaacson, D. Fischer, N. Batalha, J. J. Lissauer, G. W. Marcy, D. Fabrycky, J.-M. Désert, S. T. Bryson, T. Barclay, F. Bastien, A. Boss, E. Brugamyer, L. A. Buchhave, C. Burke, D. A. Caldwell, J. Carter, D. Charbonneau, J. R. Crepp, J. Christensen-Dalsgaard, J. L. Christiansen, D. Ciardi, W. D. Cochran, E. DeVore, L. Doyle, A. K. Dupree, M. Endl, M. E. Everett, E. B. Ford, J. Fortney, T. N. Gautier, J. C. Geary, A. Gould, M. Haas, C. Henze, A. W. Howard, S. B. Howell, D. Huber, J. M. Jenkins, H. Kjeldsen, R. Kolbl, J. Kolodziejczak, D. W. Latham, B. L. Lee, E. Lopez, F. Mullally, J. A. Orosz, A. Prsa, E. V. Quintana, R. Sanchis-Ojeda, D. Sasselov, S. Seader, A. Shporer, J. H. Steffen, M. Still, P. Tenenbaum, S. E. Thompson, G. Torres, J. D. Twicken, W. F. Welsh, and J. N. Winn. Kepler-62 : A Five-Planet System with Planets of 1.4 and 1.6 Earth Radii in the Habitable Zone. *Science*, 340 :587–590, May 2013. doi : 10.1126/science.1234702. 28
- C. Boyer, V. Michau, and G. Rousset. Adaptive optics - Interaction matrix measurements and real time control algorithms for the COME-ON project. In J. B. Breckinridge, editor, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 1237 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 406–421, August 1990. 56
- R. N. Bracewell. Detecting nonsolar planets by spinning infrared interferometer. *Nature*, 274 : 780, August 1978. doi : 10.1038/274780a0. 42
- C. Broeg, A. Fortier, D. Ehrenreich, Y. Alibert, W. Baumjohann, W. Benz, M. Deleuil, M. Gillon, A. Ivanov, R. Liseau, M. Meyer, G. Oloffson, I. Pagano, G. Piotto, D. Pollacco, D. Queloz, R. Ragazzoni, E. Renotte, M. Steller, and N. Thomas. CHEOPS : A transit photometry mission for ESA’s small mission programme. In *European Physical Journal Web of Conferences*, volume 47 of *European Physical Journal Web of Conferences*, page 3005, April 2013. doi : 10.1051/epjconf/20134703005. 29
- E. Buenzli, C. Thalmann, A. Vigan, A. Boccaletti, G. Chauvin, J. C. Augereau, M. R. Meyer, F. Ménard, S. Desidera, S. Messina, T. Henning, J. Carson, G. Montagnier, J. L. Beuzit,



- 
- M. Bonavita, A. Eggenberger, A. M. Lagrange, D. Mesa, D. Mouillet, and S. P. Quanz. Dissecting the Moth : discovery of an off-centered ring in the HD 61005 debris disk with high-resolution imaging. *Astronomy and Astrophysics*, 524 :L1, December 2010. doi : 10.1051/0004-6361/201015799. 65, 170
- R. P. Butler, J. T. Wright, G. W. Marcy, D. A. Fischer, S. S. Vogt, C. G. Tinney, H. R. A. Jones, B. D. Carter, J. A. Johnson, C. McCarthy, and A. J. Penny. Catalog of Nearby Exoplanets. *Astrophysical Journal*, 646 :505–522, July 2006. doi : 10.1086/504701. 30
- K. L. Cahoy, A. D. Marínan, B. Novak, C. Kerr, T. Nguyen, M. Webber, G. Falkenburg, A. Barg, K. Berry, A. Carlton, R. Belikov, and E. A. Bendek. MEMS deformable mirror CubeSat testbed. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 8864 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, September 2013. doi : 10.1117/12.2024684. 55
- A. Carlotti, N. J. Kasdin, R. J. Vanderbei, and J.-R. Delorme. Optimized shaped pupil masks for pupil with obscuration. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 8442 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, September 2012. doi : 10.1117/12.927178. 83
- S. Casassus, G. van der Plas, S. P. M. W. R. F. Dent, E. Fomalont, J. Hagelberg, A. Hales, A. Jordán, D. Mawet, F. Ménard, A. Wootten, D. Wilner, A. M. Hughes, M. R. Schreiber, J. H. Girard, B. Ercolano, H. Canovas, P. E. Román, and V. Salinas. Flows of gas through a protoplanetary gap. *Nature*, 493 :191–194, January 2013. doi : 10.1038/nature11769. 167
- F. Cassaing, J. M. Le Duigou, J. P. Amans, M. Barillot, T. Buey, F. Henault, K. Houairi, S. Jacquino, P. Laporte, A. Marcotto, L. Pirson, J. M. Reess, B. Sorrente, G. Rousset, V. Coudé du Foresto, and M. Ollivier. Persee : a nulling demonstrator with real-time correction of external disturbances. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7013 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, July 2008. doi : 10.1117/12.789316. 42
- A. Cassan, D. Kubas, J.-P. Beaulieu, M. Dominik, K. Horne, J. Greenhill, J. Wambsganss, J. Menzies, A. Williams, U. G. Jørgensen, A. Udalski, D. P. Bennett, M. D. Albrow, V. Batista, S. Brilliant, J. A. R. Caldwell, A. Cole, C. Coutures, K. H. Cook, S. Dieters, D. D. Prester, J. Donatowicz, P. Fouqué, K. Hill, N. Kains, S. Kane, J.-B. Marquette, R. Martin, K. R. Pollard, K. C. Sahu, C. Vinter, D. Warren, B. Watson, M. Zub, T. Sumi, M. K. Szymański, M. Kubiak, R. Poleski, I. Soszynski, K. Ulaczyk, G. Pietrzyński, and Ł. Wyrzykowski. One or more bound planets per Milky Way star from microlensing observations. *Nature*, 481 :167–169, January 2012. doi : 10.1038/nature10684. 30
- C. Catala. PLATO : PLANetary Transits and Oscillations of stars. *Experimental Astronomy*, 23 :329–356, March 2009. doi : 10.1007/s10686-008-9122-9. 29
- D. Charbonneau, T. M. Brown, D. W. Latham, and M. Mayor. Detection of Planetary Transits Across a Sun-like Star. *Astrophysical Journal Letters*, 529 :L45–L48, January 2000. doi : 10.1086/312457. 29
- P. Charvet. The gaia satellite : status of development. *EAS Publications Series*, 45 :15–22, January 2010. ISSN 1638-1963. doi : 10.1051/eas/1045003. 58

- G. Chauvin, A.-M. Lagrange, C. Dumas, B. Zuckerman, D. Mouillet, I. Song, J.-L. Beuzit, and P. Lowrance. A giant planet candidate near a young brown dwarf. Direct VLT/NACO observations using IR wavefront sensing. *Astronomy and Astrophysics*, 425 :L29–L32, October 2004. doi : 10.1051/0004-6361:200400056. **35**
- C. H. Chen, T. Mittal, M. Kuchner, W. J. Forrest, C. M. Lisse, P. Manoj, B. A. Sargent, and D. M. Watson. The Spitzer Infrared Spectrograph Debris Disk Catalog. I. Continuum Analysis of Unresolved Targets. *Astrophysical Journal Supplement*, 211 :25, April 2014. doi : 10.1088/0067-0049/211/2/25. **33**
- J. K. Chilcote, J. E. Larkin, J. Maire, M. D. Perrin, M. P. Fitzgerald, R. Doyon, S. Thibault, B. Bauman, B. A. Macintosh, J. R. Graham, and L. Saddlemyer. Performance of the integral field spectrograph for the Gemini Planet Imager. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 8446 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, September 2012. doi : 10.1117/12.925790. **71**
- M. Clampin, J. E. Krist, D. R. Ardila, D. A. Golimowski, G. F. Hartig, H. C. Ford, G. D. Illingworth, F. Bartko, N. Benítez, J. P. Blakeslee, R. J. Bouwens, T. J. Broadhurst, R. A. Brown, C. J. Burrows, E. S. Cheng, N. J. G. Cross, P. D. Feldman, M. Franx, C. Gronwall, L. Infante, R. A. Kimble, M. P. Lesser, A. R. Martel, F. Menanteau, G. R. Meurer, G. K. Miley, M. Postman, P. Rosati, M. Sirianni, W. B. Sparks, H. D. Tran, Z. I. Tsvetanov, R. L. White, and W. Zheng. Hubble Space Telescope ACS Coronagraphic Imaging of the Circumstellar Disk around HD 141569A. *Astronomical Journal*, 126 :385–392, July 2003. doi : 10.1086/375460. **171**
- R. U. Claudi, M. Turatto, J. Antichi, R. Gratton, S. Scuderi, E. Cascone, D. Mesa, S. Desidera, A. Baruffolo, A. Berton, P. Bagnara, E. Giro, P. Bruno, D. Fantinel, J.-L. Beuzit, P. Puget, and K. Dohlen. The integral field spectrograph of SPHERE : the planet finder for VLT. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 6269 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, June 2006. doi : 10.1117/12.671949. **70**
- J. L. Codona and R. Angel. Imaging Extrasolar Planets by Stellar Halo Suppression in Separately Corrected Color Bands. *Astrophysical Journal Letters*, 604 :L117–L120, April 2004. doi : 10.1086/383569. **75, 121**
- R. Cosentino, C. Lovis, F. Pepe, A. Collier Cameron, D. W. Latham, E. Molinari, S. Udry, N. Bezawada, M. Black, A. Born, N. Buchschacher, D. Charbonneau, P. Figueira, M. Fleury, A. Galli, A. Gallie, X. Gao, A. Ghedina, C. Gonzalez, M. Gonzalez, J. Guerra, D. Henry, K. Horne, I. Hughes, D. Kelly, M. Lodi, D. Lunney, C. Maire, M. Mayor, G. Micela, M. P. Ordway, J. Peacock, D. Phillips, G. Piotto, D. Pollacco, D. Queloz, K. Rice, C. Riverol, L. Riverol, J. San Juan, D. Sasselov, D. Segransan, A. Sozzetti, D. Sosnowska, B. Stobie, A. Szentgyorgyi, A. Vick, and L. Weber. Harps-N : the new planet hunter at TNG. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 8446 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, September 2012. doi : 10.1117/12.925738. **28**
- J. D. Crane, S. A. Shectman, and R. P. Butler. The Carnegie Planet Finder Spectrograph. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 6269 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, July 2006. doi : 10.1117/12.672339. **28**

- 
- J. H. J. de Bruijne. Science performance of Gaia, ESA's space-astrometry mission. *Ap&SS*, 341 : 31–41, September 2012. doi : 10.1007/s10509-012-1019-4. 29
- R. Dekany, J. Roberts, R. Burruss, A. Bouchez, T. Truong, C. Baranec, S. Guiwits, D. Hale, J. Angione, T. Trinh, J. Zolkower, J. C. Shelton, D. Palmer, J. Henning, E. Croner, M. Troy, D. McKenna, J. Tesch, S. Hildebrandt, and J. Milburn. PALM-3000 : Exoplanet Adaptive Optics for the 5 m Hale Telescope. *Astrophysical Journal*, 776 :130, October 2013. doi : 10.1088/0004-637X/776/2/130. 70
- R. Doyon, J. Hutchings, N. Rowlands, C. E. Evans, E. Greenberg, C. Haley, A. D. Scott, D. Touahri, M. Beaulieu, D. Lafrenière, R. Abraham, E. Barton, P. Chayer, L. Ferrarese, A. W. Fullerton, R. Jayawardhana, D. Johnstone, A. Martel, A. W. M. R. Meyer, J. Pipher, K. Saad, M. Sawicki, A. Sivaramakrishnan, and K. Volk. The JWST tunable filter imager (TFI). In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7731 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, July 2010. doi : 10.1117/12.857382. 69
- X. Dumusque, F. Pepe, C. Lovis, D. Ségransan, J. Sahlmann, W. Benz, F. Bouchy, M. Mayor, D. Queloz, N. Santos, and S. Udry. An Earth-mass planet orbiting  $\alpha$  Centauri B. *Nature*, 491 :207–211, November 2012. doi : 10.1038/nature11572. 28
- T. Encrenaz, J.-P. Bibring, M. Blanc, M.-A. Barucci, F. Roques, and P. Zarka. *Le système solaire – Nouvelle édition*. CNRS Editions / EDP Sciences, May 2003. 41
- C. Espaillat, J. Muzerolle, J. Najita, S. Andrews, Z. Zhu, N. Calvet, S. Kraus, J. Hashimoto, A. Kraus, and P. D'Alessio. An Observational Perspective of Transitional Disks. *ArXiv e-prints*, February 2014. 31
- D. A. Fischer and J. Valenti. The Planet-Metallicity Correlation. *Astrophysical Journal*, 622 : 1102–1117, April 2005. doi : 10.1086/428383. 26
- T. Fusco, C. Petit, G. Rousset, J.-F. Sauvage, K. Dohlen, D. Mouillet, J. Charton, P. Baudoz, M. Kasper, E. Fedrigo, P. Rabou, P. Feautrier, M. Downing, P. Gigan, J.-M. Conan, J.-L. Beuzit, N. Hubin, F. Wildi, and P. Puget. Design of the extreme AO system for SPHERE, the planet finder instrument of the VLT. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 6272 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, July 2006. doi : 10.1117/12.670794. 70
- R. Galicher. *Etude de techniques d'imagerie à haut contraste basées sur la cohérence*. PhD thesis, Université Denis Diderot Paris 7, 2009. 87, 121, 124
- R. Galicher and P. Baudoz. Expected performance of a self-coherent camera. *Comptes Rendus Physique*, 8 :333–339, April 2007. doi : 10.1016/j.crhy.2007.03.004. 78, 80, 121
- R. Galicher and C. Marois. Astrometry and photometry in high contrast imaging. In *Second International Conference on Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes*. Online at <A href="http://ao4elt2.lesia.obspm.fr">http://ao4elt2.lesia.obspm.fr</A>, id.P25, page 25P, September 2011. 65
- R. Galicher, P. Baudoz, and G. Rousset. Wavefront error correction and Earth-like planet detection by a self-coherent camera in space. *Astronomy and Astrophysics*, 488 :L9–L12, September 2008. doi : 10.1051/0004-6361:200810356. 80, 121

- R. Galicher, P. Baudoz, G. Rousset, J. Totems, and M. Mas. Self-coherent camera as a focal plane wavefront sensor : simulations. *Astronomy and Astrophysics*, 509 :A31+, January 2010. doi : 10.1051/0004-6361/200912902. 77, 121, 157, 158, 161
- R. Galicher, P. Baudoz, and J. Baudrand. Multi-stage four-quadrant phase mask : achromatic coronagraph for space-based and ground-based telescopes. *Astronomy and Astrophysics*, 530 : A43, June 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201116675. 47, 92, 155
- A. Give'On, N. J. Kasdin, R. J. Vanderbei, and Y. Avitzour. On representing and correcting wavefront errors in high-contrast imaging systems. *Journal of the Optical Society of America A*, 23 :1063–1073, May 2006. doi : 10.1364/JOSAA.23.001063. 77, 161
- A. Give'On, R. Belikov, S. Shaklan, and J. Kasdin. Closed loop, DM diversity-based, wavefront correction algorithm for high contrast imaging systems. *Optics Express*, 15 :12338, 2007. doi : 10.1364/OE.15.012338. 77
- G.H. Golub and C. Reinsch. Singular value decomposition and least squares solutions. *Numerische Mathematik*, 14(5) :403–420, 1970. ISSN 0029-599X. doi : 10.1007/BF02163027. URL <http://dx.doi.org/10.1007/BF02163027>. 57
- Robert A. Gonsalves. Phase retrieval and diversity in adaptive optics. *Optical Engineering*, 21 (5) :215829–215829–, 1982. doi : 10.1117/12.7972989. URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.7972989>. 76
- C. A. Grady, T. Muto, J. Hashimoto, M. Fukagawa, T. Currie, B. Biller, C. Thalmann, M. L. Sitko, R. Russell, J. Wisniewski, R. Dong, J. Kwon, S. Sai, J. Hornbeck, G. Schneider, D. Hines, A. Moro Martín, M. Feldt, T. Henning, J.-U. Pott, M. Bonnefoy, J. Bouwman, S. Lacour, A. Mueller, A. Juhász, A. Crida, G. Chauvin, S. Andrews, D. Wilner, A. Kraus, S. Dahm, T. Robitaille, H. Jang-Condell, L. Abe, E. Akiyama, W. Brandner, T. Brandt, J. Carson, S. Egner, K. B. Follette, M. Goto, O. Guyon, Y. Hayano, M. Hayashi, S. Hayashi, K. Hodapp, M. Ishii, M. Iye, M. Janson, R. Kandori, G. Knapp, T. Kudo, N. Kusakabe, M. Kuzuhara, S. Mayama, M. McElwain, T. Matsuo, S. Miyama, J.-I. Morino, T. Nishimura, T.-S. Pyo, G. Serabyn, H. Suto, R. Suzuki, M. Takami, N. Takato, H. Terada, D. Tomono, E. Turner, M. Watanabe, T. Yamada, H. Takami, T. Usuda, and M. Tamura. Spiral Arms in the Asymmetrically Illuminated Disk of MWC 758 and Constraints on Giant Planets. *Astrophysical Journal*, 762 :48, January 2013. doi : 10.1088/0004-637X/762/1/48. 26
- O. Guyon. Imaging Faint Sources within a Speckle Halo with Synchronous Interferometric Speckle Subtraction. *Astrophysical Journal*, 615 :562–572, November 2004. doi : 10.1086/423980. 68, 77, 121
- O. Guyon. Limits of Adaptive Optics for High-Contrast Imaging. *Astrophysical Journal*, 629 : 592–614, August 2005. doi : 10.1086/431209. 52
- O. Guyon, C. Roddier, J. E. Graves, F. Roddier, S. Cuevas, C. Espejo, S. Gonzalez, A. Martinez, G. Bisiacchi, and V. Vuntsemeri. The Nulling Stellar Coronagraph : Laboratory Tests and Performance Evaluation. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 111 :1321–1330, October 1999. doi : 10.1086/316445. 49
- O. Guyon, E. A. Pluzhnik, R. Galicher, F. Martinache, S. T. Ridgway, and R. A. Woodruff. Exoplanet Imaging with a Phase-induced Amplitude Apodization Coronagraph. I. Principle. *Astrophysical Journal*, 622 :744–758, March 2005. doi : 10.1086/427771. 51

- 
- O. Guyon, G. Schneider, R. Belikov, and D. J. Tenerelli. The EXoplanetary Circumstellar Environments and Disk Explorer (EXCEDE). In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 8442 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, September 2012. doi : 10.1117/12.927188. 81
- O. Guyon, P. M. Hinz, E. Cady, R. Belikov, and F. Martinache. High Performance Lyot and PIAA Coronagraphy for Arbitrarily Shaped Telescope Apertures. *Astrophysical Journal*, 780 : 171, January 2014. doi : 10.1088/0004-637X/780/2/171. 51
- J. Hagan, A. Thormann, R. Soummer, L. Pueyo, and C. Marois. Direct Detections of the HR8799 planets using the LOCI algorithm on NICMOS data. In *In the Spirit of Lyot 2010*, October 2010. 68, 69
- P. Hariharan, B. F. Oreb, and T. Eiju. Digital phase-shifting interferometry : a simple error-compensating phase calculation algorithm. *Appl. Opt.*, 26(13) :2504–2506, Jul 1987. doi : 10.1364/AO.26.002504. URL <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-26-13-2504>. 108
- S. R. Heap, D. J. Lindler, T. M. Lanz, R. H. Cornett, I. Hubeny, S. P. Maran, and B. Woodgate. Space Telescope Imaging Spectrograph Coronagraphic Observations of  $\beta$  Pictoris. *Astrophysical Journal*, 539 :435–444, August 2000. doi : 10.1086/309188. 60
- G. W. Henry, G. W. Marcy, R. P. Butler, and S. S. Vogt. A Transiting “51 Peg-like” Planet. *Astrophysical Journal Letters*, 529 :L41–L44, January 2000. doi : 10.1086/312458. 29
- S. Hinkley, B. R. Oppenheimer, R. Soummer, A. Sivaramakrishnan, L. C. Roberts, Jr., J. Kuhn, R. B. Makidon, M. D. Perrin, J. P. Lloyd, K. Kratter, and D. Brenner. Temporal Evolution of Coronagraphic Dynamic Range and Constraints on Companions to Vega. *Astrophysical Journal*, 654 :633–640, January 2007. doi : 10.1086/509063. 67
- S. Hinkley, B. R. Oppenheimer, D. Brenner, I. R. Parry, A. Sivaramakrishnan, R. Soummer, and D. King. A new integral field spectrograph for exoplanetary science at Palomar. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7015 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, July 2008. doi : 10.1117/12.789557. 70
- S. Hinkley, B. R. Oppenheimer, N. Zimmerman, D. Brenner, I. R. Parry, J. R. Crepp, G. Vasisht, E. Ligon, D. King, R. Soummer, A. Sivaramakrishnan, C. Beichman, M. Shao, L. C. Roberts, A. Bouchez, R. Dekany, L. Pueyo, J. E. Roberts, T. Lockhart, C. Zhai, C. Shelton, and R. Burruss. A New High Contrast Imaging Program at Palomar Observatory. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 123 :74–86, January 2011. doi : 10.1086/658163. 70
- K. W. Hodapp, J. B. Jensen, E. M. Irwin, H. Yamada, R. Chung, K. Fletcher, L. Robertson, J. L. Hora, D. A. Simons, W. Mays, R. Nolan, M. Bec, M. Merrill, and A. M. Fowler. The Gemini Near-Infrared Imager (NIRI). *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 115 :1388–1406, December 2003. doi : 10.1086/379669. 167
- L. Huang, C. Rao, and W. Jiang. Modified gaussian influence function of deformable mirror actuators. *Optics Express*, 16(1) :108–114, Jan 2008. doi : 10.1364/OE.16.000108. URL <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-16-1-108>. 53, 113, 114
- F. Joos. Polarimetric direct detection of extra-solar planets with SPHERE/ZIMPOL. In *In the Spirit of Bernard Lyot : The Direct Detection of Planets and Circumstellar Disks in the 21st Century*, June 2007. 70



- P. Kalas, J. R. Graham, E. Chiang, M. P. Fitzgerald, M. Clampin, E. S. Kite, K. Stapelfeldt, C. Marois, and J. Krist. Optical Images of an Exosolar Planet 25 Light-Years from Earth. *Science*, 322 :1345–, November 2008. doi : 10.1126/science.1166609. 68, 69
- J. Kasdin. Theia telescope for habitable exoplanets and interstellar/intergalactic astronomy. white paper, 2010. [http ://www.princeton.edu/hcil/papers/theiaWhitePaper.pdf](http://www.princeton.edu/hcil/papers/theiaWhitePaper.pdf). 51, 83
- M. Kasper, J.-L. Beuzit, C. Verinaud, R. G. Gratton, F. Kerber, N. Yaitskova, A. Boccaletti, N. Thatte, H. M. Schmid, C. Keller, P. Baudoz, L. Abe, E. Aller-Carpentier, J. Antichi, M. Bonavita, K. Dohlen, E. Fedrigo, H. Hanenburg, N. Hubin, R. Jager, V. Korkiakoski, P. Martinez, D. Mesa, O. Preis, P. Rabou, R. Roelfsema, G. Salter, M. Tecza, and L. Venema. EPICS : direct imaging of exoplanets with the E-ELT. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7735 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, July 2010. doi : 10.1117/12.856850. 82
- C. E. KenKnight. Methods of detecting extrasolar planets. I - Imaging. *Icarus*, 30 :422–433, February 1977. doi : 10.1016/0019-1035(77)90176-2. 44
- Q. M. Konopacky, T. S. Barman, B. A. Macintosh, and C. Marois. Detection of Carbon Monoxide and Water Absorption Lines in an Exoplanet Atmosphere. *Science*, 339 :1398–1401, March 2013. doi : 10.1126/science.1232003. 36
- J. E. Krist, D. R. Ardila, D. A. Golimowski, M. Clampin, H. C. Ford, G. D. Illingworth, G. F. Hartig, F. Bartko, N. Benítez, J. P. Blakeslee, R. J. Bouwens, L. D. Bradley, T. J. Broadhurst, R. A. Brown, C. J. Burrows, E. S. Cheng, N. J. G. Cross, R. Demarco, P. D. Feldman, M. Franx, T. Goto, C. Gronwall, B. Holden, N. Homeier, L. Infante, R. A. Kimble, M. P. Lesser, A. R. Martel, S. Mei, F. Menanteau, G. R. Meurer, G. K. Miley, V. Motta, M. Postman, P. Rosati, M. Sirianni, W. B. Sparks, H. D. Tran, Z. I. Tsvetanov, R. L. White, and W. Zheng. Hubble Space Telescope Advanced Camera for Surveys Coronagraphic Imaging of the AU Microscopii Debris Disk. *Astronomical Journal*, 129 :1008–1017, February 2005. doi : 10.1086/426755. 68
- J. E. Krist, K. Balasubramanian, C. A. Beichman, P. M. Echternach, J. J. Green, K. M. Liewer, R. E. Muller, E. Serabyn, S. B. Shaklan, J. T. Trauger, D. W. Wilson, S. D. Horner, Y. Mao, S. F. Somerstein, G. Vasudevan, D. M. Kelly, and M. J. Rieke. The JWST/NIRCam coronagraph : mask design and fabrication. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7440 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, August 2009. doi : 10.1117/12.826448. 69
- J. R. Kuhn, D. Potter, and B. Parise. Imaging Polarimetric Observations of a New Circumstellar Disk System. *Astrophysical Journal Letters*, 553 :L189–L191, June 2001. doi : 10.1086/320686. 67
- R. Lachaume, F. Malbet, and J.-L. Monin. The vertical structure of T Tauri accretion discs. III. Consistent interpretation of spectra and visibilities with a two-layer model. *Astronomy and Astrophysics*, 400 :185–202, March 2003. doi : 10.1051/0004-6361:20021037. 33
- C. J. Lada. Star formation - From OB associations to protostars. In M. Peimbert and J. Jugaku, editors, *Star Forming Regions*, volume 115 of *IAU Symposium*, pages 1–17, 1987. 31, 32
- D. Lafrenière, C. Marois, R. Doyon, D. Nadeau, and É. Artigau. A New Algorithm for Point-Spread Function Subtraction in High-Contrast Imaging : A Demonstration with Angular Dif-

- 
- ferential Imaging. *Astrophysical Journal*, 660 :770–780, May 2007. doi : 10.1086/513180. 64, 65
- A.-M. Lagrange, D. Gratadour, G. Chauvin, T. Fusco, D. Ehrenreich, D. Mouillet, G. Rousset, D. Rouan, F. Allard, É. Gendron, J. Charton, L. Mugnier, P. Rabou, J. Montri, and F. Lacombe. A probable giant planet imaged in the  $\beta$  Pictoris disk. VLT/NaCo deep L'-band imaging. *Astronomy and Astrophysics*, 493 :L21–L25, January 2009a. doi : 10.1051/0004-6361:200811325. 35
- A.-M. Lagrange, M. Kasper, A. Boccaletti, G. Chauvin, D. Gratadour, T. Fusco, D. Ehrenreich, D. Apai, D. Mouillet, and D. Rouan. Constraining the orbit of the possible companion to  $\beta$  Pictoris. New deep imaging observations. *Astronomy and Astrophysics*, 506 :927–934, November 2009b. doi : 10.1051/0004-6361/200912098. 36
- M. Langlois. *Optique Adaptative À Hauts Ordres Appliquée À la Détection de Compagnons d'Etoiles Proches Peu Lumineux*. PhD thesis, Université Paris VII – Denis Diderot, 2001. 82
- M. Laslandes, C. Hourtoule, E. Hugot, M. Ferrari, C. Lopez, C. Devilliers, A. Liotard, and F. Chazallet. Space active optics : performance of a deformable mirror for in-situ wave-front correction in space telescopes. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 8442 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, September 2012. doi : 10.1117/12.925135. 55
- M. Laslandes, E. Hugot, M. Ferrari, C. Hourtoule, C. Singer, C. Devilliers, C. Lopez, and F. Chazallet. Mirror actively deformed and regulated for applications in space : design and performance. *ArXiv e-prints*, May 2013. 55
- D. W. Latham, R. P. Stefanik, T. Mazeh, M. Mayor, and G. Burki. The unseen companion of HD114762 - A probable brown dwarf. *Nature*, 339 :38–40, May 1989. doi : 10.1038/339038a0. 25
- A. Léger, D. Rouan, J. Schneider, P. Barge, M. Fridlund, B. Samuel, M. Ollivier, E. Guenther, M. Deleuil, H. J. Deeg, M. Auvergne, R. Alonso, S. Aigrain, A. Alapini, J. M. Almenara, A. Baglin, M. Barbieri, H. Bruntt, P. Bordé, F. Bouchy, J. Cabrera, C. Catala, L. Carone, S. Carpano, S. Csizmadia, R. Dvorak, A. Erikson, S. Ferraz-Mello, B. Foing, F. Fressin, D. Gandolfi, M. Gillon, P. Gondoin, O. Grasset, T. Guillot, A. Hatzes, G. Hébrard, L. Jorda, H. Lammer, A. Llebaria, B. Loeillet, M. Mayor, T. Mazeh, C. Moutou, M. Pätzold, F. Pont, D. Queloz, H. Rauer, S. Renner, R. Samadi, A. Shporer, C. Sotin, B. Tingley, G. Wuchterl, M. Adda, P. Agogu, T. Appourchaux, H. Ballans, P. Baron, T. Beaufort, R. Bellenger, R. Berlin, P. Bernardi, D. Blouin, F. Baudin, P. Bodin, L. Boissard, L. Boit, F. Bonneau, S. Borzeix, R. Briet, J.-T. Buey, B. Butler, D. Cailleau, R. Cautain, P.-Y. Chabaud, S. Chaintreuil, F. Chiavassa, V. Costes, V. Cuna Parrho, F. de Oliveira Fialho, M. Decaudin, J.-M. Defise, S. Djalal, G. Epstein, G.-E. Exil, C. Fauré, T. Fenouillet, A. Gaboriaud, A. Gallic, P. Gamet, P. Gavalda, E. Grolleau, R. Gruneisen, L. Gueguen, V. Guis, V. Guivarc'h, P. Guterman, D. Hallouard, J. Hasiba, F. Heuripeau, G. Huntzinger, H. Hustaix, C. Imad, C. Imbert, B. Johlander, M. Jourret, P. Journoud, F. Karioty, L. Kerjean, V. Lafaille, L. Lafond, T. Lam-Trong, P. Landiech, V. Lapeyrere, T. Larqué, P. Laudet, N. Lautier, H. Lecann, L. Lefevre, B. Leruyet, P. Levacher, A. Magnan, E. Mazy, F. Mertens, J.-M. Mesnager, J.-C. Meunier, J.-P. Michel, W. Monjoin, D. Naudet, K. Nguyen-Kim, J.-L. Orcesi, H. Ottacher, R. Perez, G. Peter, P. Plasson, J.-Y. Plesseria, B. Pontet, A. Pradines, C. Quentin, J.-L. Reynaud, G. Rolland, F. Rollenhagen,



- R. Romagnan, N. Russ, R. Schmidt, N. Schwartz, I. Sebbag, G. Sedes, H. Smit, M. B. Steller, W. Sunter, C. Surace, M. Tello, D. Tiphène, P. Toulouse, B. Ulmer, O. Vandermarcq, E. Vergnault, A. Vuillemin, and P. Zanatta. Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. VIII. CoRoT-7b : the first super-Earth with measured radius. *Astronomy and Astrophysics*, 506 :287–302, October 2009. doi : 10.1051/0004-6361/200911933. 29
- A. Liotard, S. Muratet, F. Zamkotsian, and J.-Y. Fourniols. Static and dynamic microdeformable mirror characterization by phase-shifting and time-averaged interferometry. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 5716 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 207–217, 2005. doi : 10.1117/12.592150. URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.592150>. 107, 108
- J. J. Lissauer, D. C. Fabrycky, E. B. Ford, W. J. Borucki, F. Fressin, G. W. Marcy, J. A. Orosz, J. F. Rowe, G. Torres, W. F. Welsh, N. M. Batalha, S. T. Bryson, L. A. Buchhave, D. A. Caldwell, J. A. Carter, D. Charbonneau, J. L. Christiansen, W. D. Cochran, J.-M. Desert, E. W. Dunham, M. N. Fanelli, J. J. Fortney, T. N. Gautier, III, J. C. Geary, R. L. Gilliland, M. R. Haas, J. R. Hall, M. J. Holman, D. G. Koch, D. W. Latham, E. Lopez, S. McCauliff, N. Miller, R. C. Morehead, E. V. Quintana, D. Ragozzine, D. Sasselov, D. R. Short, and J. H. Steffen. A closely packed system of low-mass, low-density planets transiting Kepler-11. *Nature*, 470 :53–58, February 2011. doi : 10.1038/nature09760. 29
- M. C. Liu. Substructure in the Circumstellar Disk Around the Young Star AU Microscopii. *Science*, 305 :1442–1444, September 2004. doi : 10.1126/science.1102929. 61
- P. J. Lowrance, E. E. Becklin, G. Schneider, D. Hines, J. D. Kirkpatrick, D. Koerner, F. Low, D. McCarthy, R. Meier, M. Rieke, B. A. Smith, R. Terriale, R. Thompson, and B. Zuckerman. A Coronagraphic Search for Substellar Companions to Young Stars. In W. Freudling and R. N. Hook, editors, *NICMOS and the VLT : A New Era of High Resolution Near Infrared Imaging and Spectroscopy*, volume 55 of *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, page 96, July 1998. 59
- J. Lozi. *Caractérisation du banc stabilisé d’interférométrie en frange noire PERSÉE*. PhD thesis, Université Paris Sud - Paris XI, 2012. 42, 43
- B. Lyot. Étude de la couronne solaire en dehors des éclipses. Avec 16 figures dans le texte. *ZAp*, 5 :73, 1932. 43
- B. Lyot. Quelques Observations de la Couronne Solaire et des Protuberances en 1935. *L’Astronomie*, 51 :203–218, 1937. 43, 44
- B. A. Macintosh, J. R. Graham, D. W. Palmer, R. Doyon, J. Dunn, D. T. Gavel, J. Larkin, B. Oppenheimer, L. Saddlemyer, A. Sivaramakrishnan, J. K. Wallace, B. Bauman, D. A. Erickson, C. Marois, L. A. Poyneer, and R. Soummer. The Gemini Planet Imager : from science to design to construction. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7015 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, July 2008. doi : 10.1117/12.788083. 71, 75, 76
- P.-Y. Madec. Overview of deformable mirror technologies for adaptive optics and astronomy. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 8447 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, July 2012. doi : 10.1117/12.924892. 53

- 
- A.-L. Maire, R. Galicher, A. Boccaletti, P. Baudoz, J. Schneider, K. L. Cahoy, D. M. Stam, and W. A. Traub. Atmospheric characterization of cold exoplanets using a 1.5-m coronagraphic space telescope. *Astronomy and Astrophysics*, 541 :A83, May 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201218954. 123
- V. V. Makarov, C. A. Beichman, J. H. Catanzarite, D. A. Fischer, J. Lebreton, F. Malbet, and M. Shao. Starspot Jitter in Photometry, Astrometry, and Radial Velocity Measurements. *Astrophysical Journal Letters*, 707 :L73–L76, December 2009. doi : 10.1088/0004-637X/707/1/L73. 30
- F. Malbet. *Environnement circumstellaire des Ã©toiles jeunes*. PhD thesis, Institut d’Astrophysique de Paris (France); Département de Recherche Spatiale, Observatoire de Meudon (France); Laboratoire d’Astrophysique, Observatoire, December 1992. 44
- F. Malbet. High angular resolution coronagraphy for adaptive optics. *Astronomy and Astrophysics Supplement*, 115 :161, January 1996. 44
- F. Malbet, J. W. Yu, and M. Shao. High-Dynamic-Range Imaging Using a Deformable Mirror for Space Coronagraphy. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 107 :386, April 1995. doi : 10.1086/133563. 73, 74, 119, 142
- F. Malbet, R. Goullioud, P.-O. Lagage, A. Léger, M. Shao, and A. Crouzier. NEAT : a space-borne astrometric mission for the detection and characterization of nearby habitable planetary systems. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 8442 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, September 2012. doi : 10.1117/12.926077. 30
- J. R. Males, L. M. Close, K. M. Morzinski, Z. Wahhaj, M. C. Liu, A. J. Skemer, D. Kopon, K. B. Follette, A. Puglisi, S. Esposito, A. Riccardi, E. Pinna, M. Xompero, R. Briguglio, B. A. Biller, E. L. Nielsen, P. M. Hinz, T. J. Rodigas, T. L. Hayward, M. Chun, C. Ftaclas, D. W. Toomey, and Y.-L. Wu. Magellan Adaptive Optics First-light Observations of the Exoplanet  $\beta$  Pic B. I. Direct Imaging in the Far-red Optical with MagAO+VisAO and in the Near-ir with NICI. *Astrophysical Journal*, 786 :32, May 2014. doi : 10.1088/0004-637X/786/1/32. 167
- C. Marois, D. Lafrenière, R. Doyon, B. Macintosh, and D. Nadeau. Angular Differential Imaging : A Powerful High-Contrast Imaging Technique. *Astrophysical Journal*, 641 :556–564, April 2006. doi : 10.1086/500401. 60, 61, 63, 64
- C. Marois, B. Macintosh, T. Barman, B. Zuckerman, I. Song, J. Patience, D. Lafrenière, and R. Doyon. Direct Imaging of Multiple Planets Orbiting the Star HR 8799. *Science*, 322 : 1348–, November 2008. doi : 10.1126/science.1166585. 35
- C. Marois, B. Macintosh, and J.-P. Véran. Exoplanet imaging with LOCI processing : photometry and astrometry with the new SOSIE pipeline. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7736 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, July 2010a. doi : 10.1117/12.857225. 65
- C. Marois, B. Zuckerman, Q. M. Konopacky, B. Macintosh, and T. Barman. Images of a fourth planet orbiting HR 8799. *Nature*, 468 :1080–1083, December 2010b. doi : 10.1038/nature09684. 35

- C. Marois, C. Correia, J.-P. Véran, and T. Currie. TLOCI : A Fully Loaded Speckle Killing Machine. In M. Booth, B. C. Matthews, and J. R. Graham, editors, *IAU Symposium*, volume 299 of *IAU Symposium*, pages 48–49, January 2014. doi : 10.1017/S17439213130007813. 67
- F. Martinache. The Asymmetric Pupil Fourier Wavefront Sensor. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 125 :422–430, April 2013. doi : 10.1086/670670. 77
- F. Martinache and O. Guyon. The Subaru Coronagraphic Extreme AO Project. In V. Coudé du Foresto, D. M. Gelino, and I. Ribas, editors, *Pathways Towards Habitable Planets*, volume 430 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 497, October 2010. 70
- F. Martinache, O. Guyon, C. Clergeon, V. Garrel, and C. Blain. The Subaru coronagraphic extreme AO project : first observations. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 8447 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, July 2012. doi : 10.1117/12.927223. 70
- P. Martinez. *Coronagraphs characterization for high-contrast imaging in the context of extremely large telescopes*. PhD thesis, Université Paris VII – Denis Diderot, 2008. URL <http://www.theses.fr/2008PA077208>. 93
- M. Mas. *Self-Coherent Camera : suppression des speckles pour l'imagerie directe des exoplanètes*. PhD thesis, Université Denis Diderot Paris 7, 2012. 87, 95, 121, 185
- M. Mas, P. Baudoz, G. Rousset, and R. Galicher. Tip-tilt estimation and correction using FQPM coronagraphic images. *Astronomy and Astrophysics*, 539 :A126, March 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201117898. 95, 96, 121, 123
- D. Mawet, P. Riaud, O. Absil, J. Baudrand, and J. Surdej. The four-quadrant ZOG and annular groove phase mask coronagraphs. In D. R. Coulter, editor, *Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets II*, volume 5905 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 502–511, August 2005a. doi : 10.1117/12.640363. 47
- D. Mawet, P. Riaud, O. Absil, and J. Surdej. Annular Groove Phase Mask Coronagraph. *Astrophysical Journal*, 633 :1191–1200, November 2005b. doi : 10.1086/462409. 50
- D. Mawet, P. Riaud, J. Baudrand, P. Baudoz, A. Boccaletti, O. Dupuis, and D. Rouan. The four-quadrant phase-mask coronagraph : white light laboratory results with an achromatic device. *Astronomy and Astrophysics*, 448 :801–808, March 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20054158. 47
- D. Mawet, E. Serabyn, K. Liewer, R. Burruss, J. Hickey, and D. Shemo. The Vector Vortex Coronagraph : Laboratory Results and First Light at Palomar Observatory. *Astrophysical Journal*, 709 :53–57, January 2010. doi : 10.1088/0004-637X/709/1/53. 50
- D. Mawet, L. Pueyo, P. Lawson, L. Mugnier, W. Traub, A. Boccaletti, J. T. Trauger, S. Gladysz, E. Serabyn, J. Milli, R. Belikov, M. Kasper, P. Baudoz, B. Macintosh, C. Marois, B. Oppenheimer, H. Barrett, J.-L. Beuzit, N. Devaney, J. Girard, O. Guyon, J. Krist, B. Mennesson, D. Mouillet, N. Murakami, L. Poyneer, D. Savransky, C. Véraud, and J. K. Wallace. Review of small-angle coronagraphic techniques in the wake of ground-based second-generation adaptive optics systems. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 8442 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, September 2012. doi : 10.1117/12.927245. 48, 49, 82

- 
- M. Mayor and D. Queloz. A Jupiter-mass companion to a solar-type star. *Nature*, 378 :355–359, November 1995. doi : 10.1038/378355a0. 25
- J. Mazoyer, P. Baudoz, M. Mas, G. Rousset, and R. Galicher. Experimental parametric study of the self-coherent camera. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 8442 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, September 2012. doi : 10.1117/12.926080. 121
- J. Mazoyer, P. Baudoz, R. Galicher, M. Mas, and G. Rousset. Estimation and correction of wavefront aberrations using the self-coherent camera : laboratory results. *Astronomy and Astrophysics*, 557 :A9, September 2013a. doi : 10.1051/0004-6361/201321706. xii, 36, 46, 74, 77, 93, 104, 116, 121, 124, 127, 141, 142, 143, 144, 145, 146, 147, 148, 153, 161, 185
- J. Mazoyer, R. Galicher, P. Baudoz, and G. Rousset. Speckle correction in polychromatic light with the self-coherent camera for the direct detection of exoplanets. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 2013b. 79, 142, 144
- J. Mazoyer, P. Baudoz, R. Galicher, and G. Rousset. High-contrast imaging in polychromatic light with the self-coherent camera. *Astronomy and Astrophysics*, 564 :L1, April 2014a. doi : 10.1051/0004-6361/201423375. xii, 36, 90, 91, 94, 104, 141, 147, 148, 155, 156, 158, 161, 186, 195
- J. Mazoyer, R. Galicher, P. Baudoz, P. Lanzoni, F. Zamkotsian, and G. Rousset. Deformable mirror interferometric analysis for the direct imagery of exoplanets. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 2014b. 185
- G. Meeus, L. B. F. M. Waters, J. Bouwman, M. E. van den Ancker, C. Waelkens, and K. Malfait. ISO spectroscopy of circumstellar dust in 14 Herbig Ae/Be systems : Towards an understanding of dust processing. *Astronomy and Astrophysics*, 365 :476–490, January 2001. doi : 10.1051/0004-6361:20000144. 33
- E. E. Mendoza V. Infrared Photometry of T Tauri Stars and Related Objects. *Astrophysical Journal*, 143 :1010, March 1966. doi : 10.1086/148584. 31
- D. Mouillet, A.-M. Lagrange, J.-L. Beuzit, and N. Renaud. A stellar coronagraph for the COME-ON-PLUS adaptive optics system. II. First astronomical results. *Astronomy and Astrophysics*, 324 :1083–1090, August 1997. 44
- D. Mouillet, A. M. Lagrange, J. C. Augereau, and F. Ménard. Asymmetries in the HD 141569 circumstellar disk. *Astronomy and Astrophysics*, 372 :L61–L64, June 2001. doi : 10.1051/0004-6361:20010660. 68, 171
- Laurent M. Mugnier, Alberto Cornia, Jean-François Sauvage, Gérard Rousset, Thierry Fusco, and Nicolas Védrenne. Optimal method for exoplanet detection by angular differential imaging. *J. Opt. Soc. Am. A*, 26(6) :1326–1334, Jun 2009. doi : 10.1364/JOSAA.26.001326. URL <http://josaa.osa.org/abstract.cfm?URI=josaa-26-6-1326>. 66
- N. Murakami, R. Uemura, N. Baba, H. Shibuya, J. Nishikawa, L. Abe, M. Tamura, and N. Hashimoto. Laboratory experiments on the 8-octant phase-mask coronagraph. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7010 of *Society*

- of *Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, August 2008. doi : 10.1117/12.788145. 50
- M. W. Muterspaugh, B. F. Lane, S. R. Kulkarni, M. Konacki, B. F. Burke, M. M. Colavita, M. Shao, W. I. Hartkopf, A. P. Boss, and M. Williamson. The Phases Differential Astrometry Data Archive. V. Candidate Substellar Companions to Binary Systems. *Astronomical Journal*, 140 :1657–1671, December 2010. doi : 10.1088/0004-6256/140/6/1657. 30
- M. N’diaye, K. Dohlen, S. Cuevas, R. Soummer, C. Sánchez-Pérez, and F. Zamkotsian. Improved achromatization of phase mask coronagraphs using colored apodization. *Astronomy and Astrophysics*, 538 :A55, February 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201117661. 50, 83, 93
- M. N’Diaye, K. Dohlen, T. Fusco, and B. Paul. Calibration of quasi-static aberrations in exoplanet direct-imaging instruments with a Zernike phase-mask sensor. *Astronomy and Astrophysics*, 555 :A94, July 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201219797. 82
- E. L. Nielsen, M. C. Liu, Z. Wahhaj, B. A. Biller, T. L. Hayward, A. Boss, B. Bowler, A. Kraus, E. L. Shkolnik, M. Tecza, M. Chun, F. Clarke, L. M. Close, C. Ftaclas, M. Hartung, J. R. Males, I. N. Reid, A. J. Skemer, S. H. P. Alencar, A. Burrows, E. de Gouveia Dal Pino, J. Gregorio-Hetem, M. Kuchner, N. Thatte, and D. W. Toomey. The Gemini NICI Planet-Finding Campaign : Discovery of a Multiple System Orbiting the Young A Star HD 1160. *Astrophysical Journal*, 750 :53, May 2012. doi : 10.1088/0004-637X/750/1/53. 167
- R. J. Noll. Zernike polynomials and atmospheric turbulence. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 66 :207–211, March 1976. 39, 56
- B. R. Oppenheimer, C. Beichman, D. Brenner, R. Burruss, E. Cady, J. Crepp, L. Hillenbrand, S. Hinkley, E. R. Ligon, T. Lockhart, I. Parry, L. Pueyo, E. Rice, L. C. Roberts, J. Roberts, M. Shao, A. Sivaramakrishnan, R. Soummer, G. Vasisht, F. Vescelus, J. K. Wallace, C. Zhai, and N. Zimmerman. Project 1640 : the world’s first ExAO coronagraphic hyperspectral imager for comparative planetary science. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 8447 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, July 2012. doi : 10.1117/12.926419. 70
- H. Parviainen, D. Gandolfi, M. Deleuil, C. Moutou, H. J. Deeg, S. Ferraz-Mello, B. Samuel, S. Csizmadia, T. Pasternacki, G. Wuchterl, M. Havel, M. Fridlund, R. Angus, B. Tingley, S. Grziwa, J. Korth, S. Aigrain, J. M. Almenara, R. Alonso, A. Baglin, S. C. C. Barros, P. Bordé, F. Bouchy, J. Cabrera, R. F. Díaz, R. Dvorak, A. Erikson, T. Guillot, A. Hatzes, G. Hébrard, T. Mazeh, G. Montagnier, A. Ofir, M. Ollivier, M. Pätzold, H. Rauer, D. Rouan, A. Santerne, and J. Schneider. Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. XXV. CoRoT-27b : a massive and dense planet on a short-period orbit. *Astronomy and Astrophysics*, 562 :A140, February 2014. doi : 10.1051/0004-6361/201323049. 29
- B. Paul, J.-F. Sauvage, and L. M. Mugnier. Coronagraphic phase diversity : performance study and laboratory demonstration. *Astronomy and Astrophysics*, 552 :A48, April 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201220940. 76
- F. Pepe, M. Mayor, B. Delabre, D. Kohler, D. Lacroix, D. Queloz, S. Udry, W. Benz, J.-L. Bertaux, and J.-P. Sivan. HARPS : a new high-resolution spectrograph for the search of extrasolar planets. In M. Iye and A. F. Moorwood, editors, *Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors*, volume 4008 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 582–592, August 2000. 28



- 
- F. Pepe, P. Molaro, S. Cristiani, R. Rebolo, N. C. Santos, H. Dekker, D. Mégevand, F. M. Zerbi, A. Cabral, P. Di Marcantonio, M. Abreu, M. Affolter, M. Aliverti, C. Allende Prieto, M. Amate, G. Avila, V. Baldini, P. Bristow, C. Broeg, R. Cirami, J. Coelho, P. Conconi, I. Corretti, G. Cupani, V. D’Odorico, V. De Caprio, B. Delabre, R. Dorn, P. Figueira, A. Frago, S. Galeotta, L. Genolet, R. Gomes, J. I. González Hernández, I. Hughes, O. Iwert, F. Kerber, M. Landoni, J.-L. Lizon, C. Lovis, C. Maire, M. Mannetta, C. Martins, M. Monteiro, A. Oliveira, E. Poretti, J. L. Rasilla, M. Riva, S. Santana Tschudi, P. Santos, D. Sosnowska, S. Sousa, P. Spanó, F. Tenegi, G. Toso, E. Vanzella, M. Viel, and M. R. Zapatero Osorio. ESPRESSO : The next European exoplanet hunter. *Astronomische Nachrichten*, 335 :8, January 2014. doi : 12.1002/asna.201312004. 28
- M. D. Perrin, A. Sivaramakrishnan, R. B. Makidon, B. R. Oppenheimer, and J. R. Graham. The Structure of High Strehl Ratio Point-Spread Functions. *Astrophysical Journal*, 596 :702–712, October 2003. doi : 10.1086/377689. 146
- Christophe Pinte. *Modélisation des disques protoplanétaires. Vers une compréhension de leur évolution*. PhD thesis, Université Joseph-Fourier - Grenoble I, October 2006. URL <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00180097>. 31, 32
- L. A. Poyneer and B. Macintosh. Spatially filtered wave-front sensor for high-order adaptive optics. *Journal of the Optical Society of America A*, 21(5) :810–819, May 2004. doi : 10.1364/JOSAA.21.000810. URL <http://josaa.osa.org/abstract.cfm?URI=josaa-21-5-810>. 161
- L. A. Poyneer and J.-P. Véran. Optimal modal Fourier-transform wavefront control. *Journal of the Optical Society of America A*, 22 :1515–1526, August 2005. doi : 10.1364/JOSAA.22.001515. 56, 124, 142, 143
- L. Pueyo, K. Wallace, M. Troy, R. Burruss, B. Macintosh, and R. Soummer. Advanced static speckle calibration for exoplanet imaging. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7736 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, July 2010. doi : 10.1117/12.858270. 75
- Laurent Pueyo, Jason Kay, N. Jeremy Kasdin, Tyler Groff, Michael McElwain, Amir Give’on, and Ruslan Belikov. Optimal dark hole generation via two deformable mirrors with stroke minimization. *Applied Optics*, 48(32) :6296–6312, Nov 2009. doi : 10.1364/AO.48.006296. URL <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-48-32-6296>. 83, 161
- R. Racine, G. A. H. Walker, D. Nadeau, R. Doyon, and C. Marois. Speckle Noise and the Detection of Faint Companions. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 111 : 587–594, May 1999. doi : 10.1086/316367. 67
- R. Ragazzoni and J. Farinato. Sensitivity of a pyramidal Wave Front sensor in closed loop Adaptive Optics. *Astronomy and Astrophysics*, 350 :L23–L26, October 1999. 52
- Roberto Ragazzoni. Pupil plane wavefront sensing with an oscillating prism. *Journal of modern optics*, 43(2) :289–293, 1996. 52
- P. Riaud, A. Boccaletti, D. Rouan, F. Lemarquis, and A. Labeyrie. The Four-Quadrant Phase-Mask Coronagraph. II. Simulations. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 113 :1145–1154, September 2001. doi : 10.1086/323112. 44

- P. Riaud, A. Boccaletti, J. Baudrand, and D. Rouan. The Four-Quadrant Phase Mask Coronagraph. III. Laboratory Performance. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 115 :712–719, June 2003. doi : 10.1086/375385. 44, 45, 48
- G. R. Ricker, D. W. Latham, R. K. Vanderspek, K. A. Ennico, G. Bakos, T. M. Brown, A. J. Burgasser, D. Charbonneau, L. D. Deming, J. P. Doty, E. W. Dunham, J. L. Elliot, M. J. Holman, S. Ida, J. M. Jenkins, J. G. Jernigan, N. Kawai, G. P. Laughlin, J. J. Lissauer, F. Martel, D. D. Sasselov, R. H. Schingler, S. Seager, G. Torres, S. Udry, J. S. Villaseñor, J. N. Winn, and S. P. Worden. The Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS). In *American Astronomical Society Meeting Abstracts #213*, volume 41 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 403.01, January 2009. 29
- F. Roddier. Curvature sensing and compensation : a new concept in adaptive optics. *Applied Optics*, 27 :1223–1225, April 1988. doi : 10.1364/AO.27.001223. 52
- F. Roddier. *Theoretical aspects*, page 25. Cambridge University Press, 1999. 39, 51, 56
- F. Roddier and C. Roddier. Stellar Coronagraph with Phase Mask. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 109 :815–820, July 1997. doi : 10.1086/133949. 49
- D. Rouan, P. Riaud, A. Boccaletti, Y. Clénet, and A. Labeyrie. The Four-Quadrant Phase-Mask Coronagraph. I. Principle. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 112 : 1479–1486, November 2000. doi : 10.1086/317707. 44
- G. Rousset. *Wave-front sensors in Adaptive Optics in Astronomy (F. Roddier)*, page 91. Cambridge University Press, 1999. 52
- G. Rousset, J. C. Fontanella, P. Kern, P. Gigan, and F. Rigaut. First diffraction-limited astronomical images with adaptive optics. *Astronomy and Astrophysics*, 230 :L29–L32, April 1990. 52
- G. Rousset, F. Lacombe, P. Puget, N. N. Hubin, E. Gendron, T. Fusco, R. Arsenault, J. Charton, P. Feautrier, P. Gigan, P. Y. Kern, A.-M. Lagrange, P.-Y. Madec, D. Mouillet, D. Rabaud, P. Rabou, E. Stadler, and G. Zins. NAOS, the first AO system of the VLT : on-sky performance. In P. L. Wizinowich and D. Bonaccini, editors, *Adaptive Optical System Technologies II*, volume 4839 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 140–149, February 2003. doi : 10.1117/12.459332. 35
- J. F. Rowe, S. T. Bryson, G. W. Marcy, J. J. Lissauer, D. Jontof-Hutter, F. Mullally, R. L. Gilliland, H. Issacson, E. Ford, S. B. Howell, W. J. Borucki, M. Haas, D. Huber, J. H. Steffen, S. E. Thompson, E. Quintana, T. Barclay, M. Still, J. Fortney, T. N. Gautier, III, R. Hunter, D. A. Caldwell, D. R. Ciardi, E. Devore, W. Cochran, J. Jenkins, E. Agol, J. A. Carter, and J. Geary. Validation of Kepler’s Multiple Planet Candidates. III. Light Curve Analysis and Announcement of Hundreds of New Multi-planet Systems. *Astrophysical Journal*, 784 :45, March 2014. doi : 10.1088/0004-637X/784/1/45. 29
- J. Sahlmann, P. F. Lazorenko, D. Ségransan, E. L. Martín, D. Queloz, M. Mayor, and S. Udry. Astrometric orbit of a low-mass companion to an ultracool dwarf. *Astronomy and Astrophysics*, 556 :A133, August 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201321871. 30
- J.-F. Sauvage, L. Mugnier, T. Fusco, and G. Rousset. Post processing of differential images for direct extrasolar planet detection from the ground. In *Society of Photo-Optical Instrumentation*



- 
- Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 6272 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, June 2006. doi : 10.1117/12.671470. 71
- J.-F. Sauvage, T. Fusco, C. Petit, L. Mugnier, B. Paul, and A. Costille. Focal-plane wave front sensing strategies for high contrast imaging : experimental validations on SPHERE. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 8447 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, July 2012. doi : 10.1117/12.925610. 67, 76
- G. Schneider. NICMOS Coronagraphic Surveys-Preliminary Results. In W. Freudling and R. N. Hook, editors, *NICMOS and the VLT : A New Era of High Resolution Near Infrared Imaging and Spectroscopy*, volume 55 of *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, page 88, July 1998. 59
- G. Schneider and M. D. Silverstone. Coronagraphy with HST : detectability is a sensitive issue. In A. B. Schultz, editor, *High-Contrast Imaging for Exo-Planet Detection.*, volume 4860 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 1–9, February 2003. 60
- G. Schneider, E. E. Becklin, B. A. Smith, A. J. Weinberger, M. Silverstone, and D. C. Hines. NICMOS Coronagraphic Observations of 55 Cancri. *Astronomical Journal*, 121 :525–537, January 2001. doi : 10.1086/318050. 59, 60
- G. Schneider, K. Wood, M. D. Silverstone, D. C. Hines, D. W. Koerner, B. A. Whitney, J. E. Bjorkman, and P. J. Lowrance. NICMOS Coronagraphic Observations of the GM Aurigae Circumstellar Disk. *Astronomical Journal*, 125 :1467–1479, March 2003. doi : 10.1086/367596. 33
- G. Schneider, C. A. Grady, D. C. Hines, C. C. Stark, J. H. Debes, J. Carson, M. J. Kuchner, M. D. Perrin, A. J. Weinberger, J. P. Wisniewski, M. D. Silverstone, H. Jang-Condell, T. Henning, B. E. Woodgate, E. Serabyn, A. Moro-Martin, M. Tamura, P. M. Hinz, and T. J. Rodigas. Probing for Exoplanets Hiding in Dusty Debris Disks : Disk Imaging, Characterization, and Exploration with HST/STIS Multi-roll Coronagraphy. *Astronomical Journal*, 148 :59, October 2014. doi : 10.1088/0004-6256/148/4/59. 33
- S. Seager and D. Deming. Exoplanet Atmospheres. *ARA&A*, 48 :631–672, September 2010. doi : 10.1146/annurev-astro-081309-130837. 41
- R. V. Shack and B. C. Platt. Production and use of a lenticular hartmann screen. *Journal of the optical society of America*, 61 :656 – 660, April 1971. 52
- S. B. Shaklan, M. Levine, M. Foote, M. Rodgers, M. Underhill, L. Marchen, and D. Klein. The afta coronagraph instrument. In *Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets VI*, volume 8864 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 886415–886415–10, August 2013. doi : 10.1117/12.2024560. URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.2024560>. 81
- G. Singh, F. Martinache, P. Baudoz, O. Guyon, T. Matsuo, N. Jovanovic, and C. Clergeon. Lyot-based Low Order Wavefront Sensor for Phase-mask Coronagraphs : Principle, Simulations and Laboratory Experiments. *ArXiv e-prints*, April 2014. 95

- B. A. Smith and R. J. Terrell. A circumstellar disk around Beta Pictoris. *Science*, 226 :1421–1424, December 1984. doi : 10.1126/science.226.4681.1421. **31, 35**
- R. Soummer, K. Dohlen, and C. Aime. Achromatic dual-zone phase mask stellar coronagraph. *Astronomy and Astrophysics*, 403 :369–381, May 2003. doi : 10.1051/0004-6361:20030278. **49, 50, 93, 158**
- R. Soummer, C. Aime, A. Ferrari, A. Sivaramakrishnan, B. R. Oppenheimer, R. Makidon, and B. Macintosh. Apodized Pupil Lyot Coronagraphs : Concepts and application to the Gemini Planet Imager. In C. Aime and F. Vakili, editors, *IAU Colloq. 200 : Direct Imaging of Exoplanets : Science Techniques*, pages 367–372, 2006. doi : 10.1017/S1743921306009604. **71**
- R. Soummer, J. Brendan Hagan, L. Pueyo, A. Thormann, A. Rajan, and C. Marois. Orbital Motion of HR 8799 b, c, d Using Hubble Space Telescope Data from 1998 : Constraints on Inclination, Eccentricity, and Stability. *Astrophysical Journal*, 741 :55, November 2011. doi : 10.1088/0004-637X/741/1/55. **68, 69**
- R. Soummer, L. Pueyo, and J. Larkin. Detection and Characterization of Exoplanets and Disks Using Projections on Karhunen-Loève Eigenimages. *Astrophysical Journal Letters*, 755 :L28, August 2012. doi : 10.1088/2041-8205/755/2/L28. **65, 66, 170**
- R. Soummer, M. D. Perrin, L. Pueyo, É. Choquet, C. Chen, D. A. Golimowski, J. Brendan Hagan, T. Mittal, M. Moerchen, M. N'Diaye, A. Rajan, S. Wolff, J. Debes, D. C. Hines, and G. Schneider. Five Debris Disks Newly Revealed in Scattered Light from the Hubble Space Telescope NICMOS Archive. *Astrophysical Journal Letters*, 786 :L23, May 2014. doi : 10.1088/2041-8205/786/2/L23. **69**
- A. Sozzetti. Astrometry and Exoplanets : The Gaia Era and Beyond. In *EAS Publications Series*, volume 45 of *EAS Publications Series*, pages 273–278, February 2011. doi : 10.1051/eas/1045046. **30**
- D. Spergel, N. Gehrels, J. Breckinridge, M. Donahue, A. Dressler, B. S. Gaudi, T. Greene, O. Guyon, C. Hirata, J. Kalirai, N. J. Kasdin, W. Moos, S. Perlmutter, M. Postman, B. Rauscher, J. Rhodes, Y. Wang, D. Weinberg, J. Centrella, W. Traub, C. Baltay, J. Colbert, D. Bennett, A. Kiessling, B. Macintosh, J. Merten, M. Mortonson, M. Penny, E. Rozo, D. Savransky, K. Stapelfeldt, Y. Zu, C. Baker, E. Cheng, D. Content, J. Dooley, M. Foote, R. Goullioud, K. Grady, C. Jackson, J. Kruk, M. Levine, M. Melton, C. Peddie, J. Ruffa, and S. Shaklan. Wide-Field InfraRed Survey Telescope-Astrophysics Focused Telescope Assets WFIRST-AFTA Final Report. *ArXiv e-prints*, May 2013. **30, 81**
- K. M. Strom, S. E. Strom, S. Edwards, S. Cabrit, and M. F. Skrutskie. Circumstellar material associated with solar-type pre-main-sequence stars - A possible constraint on the timescale for planet building. *Astronomical Journal*, 97 :1451–1470, May 1989. doi : 10.1086/115085. **31**
- T. Sumi. Space Microlensing Exoplanet Survey with WFIRST. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts #220*, volume 220 of *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, page 402.01, May 2012. **30, 81**
- T. Sumi, K. Kamiya, D. P. Bennett, I. A. Bond, F. Abe, C. S. Botzler, A. Fukui, K. Furusawa, J. B. Hearnshaw, Y. Itow, P. M. Kilmartin, A. Korpela, W. Lin, C. H. Ling, K. Masuda, Y. Matsubara, N. Miyake, M. Motomura, Y. Muraki, M. Nagaya, S. Nakamura, K. Ohnishi,

- 
- T. Okumura, Y. C. Perrott, N. Rattenbury, T. Saito, T. Sako, D. J. Sullivan, W. L. Sweatman, P. J. Tristram, A. Udalski, M. K. Szymański, M. Kubiak, G. Pietrzyński, R. Poleski, I. Soszyński, Ł. Wyrzykowski, K. Ulaczyk, and Microlensing Observations in Astrophysics (MOA) Collaboration. Unbound or distant planetary mass population detected by gravitational microlensing. *Nature*, 473 :349–352, May 2011. doi : 10.1038/nature10092. 30
- M. Tamura, K. Hodapp, H. Takami, L. Abe, H. Suto, O. Guyon, S. Jacobson, R. Kandori, J.-I. Morino, N. Murakami, V. Stahlberger, R. Suzuki, A. Tavrov, H. Yamada, J. Nishikawa, N. Ukit, J. Hashimoto, H. Izumiura, M. Hayashi, T. Nakajima, and T. Nishimura. Concept and science of HiCIAO : high contrast instrument for the Subaru next generation adaptive optics. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 6269 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, July 2006. doi : 10.1117/12.670742. 70
- C. Thalmann, C. A. Grady, M. Goto, J. P. Wisniewski, M. Janson, T. Henning, M. Fukagawa, M. Honda, G. D. Mulders, M. Min, A. Moro-Martín, M. W. McElwain, K. W. Hodapp, J. Carson, L. Abe, W. Brandner, S. Egner, M. Feldt, T. Fukue, T. Golota, O. Guyon, J. Hashimoto, Y. Hayano, M. Hayashi, S. Hayashi, M. Ishii, R. Kandori, G. R. Knapp, T. Kudo, N. Kusakabe, M. Kuzuhara, T. Matsuo, S. Miyama, J.-I. Morino, T. Nishimura, T.-S. Pyo, E. Serabyn, H. Shibai, H. Suto, R. Suzuki, M. Takami, N. Takato, H. Terada, D. Tomono, E. L. Turner, M. Watanabe, T. Yamada, H. Takami, T. Usuda, and M. Tamura. Imaging of a Transitional Disk Gap in Reflected Light : Indications of Planet Formation Around the Young Solar Analog LkCa 15. *Astrophysical Journal Letters*, 718 :L87–L91, August 2010. doi : 10.1088/2041-8205/718/2/L87. 65
- C. Thalmann, M. Janson, E. Buenzli, T. D. Brandt, J. P. Wisniewski, A. Moro-Martín, T. Usuda, G. Schneider, J. Carson, M. W. McElwain, C. A. Grady, M. Goto, L. Abe, W. Brandner, C. Dominik, S. Egner, M. Feldt, T. Fukue, T. Golota, O. Guyon, J. Hashimoto, Y. Hayano, M. Hayashi, S. Hayashi, T. Henning, K. W. Hodapp, M. Ishii, M. Iye, R. Kandori, G. R. Knapp, T. Kudo, N. Kusakabe, M. Kuzuhara, T. Matsuo, S. Miyama, J.-I. Morino, T. Nishimura, T.-S. Pyo, E. Serabyn, H. Suto, R. Suzuki, Y. H. Takahashi, M. Takami, N. Takato, H. Terada, D. Tomono, E. L. Turner, M. Watanabe, T. Yamada, H. Takami, and M. Tamura. Images of the Extended Outer Regions of the Debris Ring around HR 4796 A. *Astrophysical Journal Letters*, 743 :L6, December 2011. doi : 10.1088/2041-8205/743/1/L6. 65
- D. W. Toomey and C. Ftaclas. Near Infrared Coronagraphic Imager for Gemini South. In M. Iye and A. F. M. Moorwood, editors, *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*, volume 4841 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 889–900, March 2003. doi : 10.1117/12.461099. 167, 168
- G. Torres, M. Konacki, D. D. Sasselov, and S. Jha. Testing Blend Scenarios for Extrasolar Transiting Planet Candidates. I. OGLE-TR-33 : A False Positive. *Astrophysical Journal*, 614 : 979–989, October 2004. doi : 10.1086/423734. 29
- J. Trauger, D. Moody, B. Gordon, J. Krist, and D. Mawet. A hybrid Lyot coronagraph for the direct imaging and spectroscopy of exoplanet systems : recent results and prospects. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 8151 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, September 2011. doi : 10.1117/12.895032. 51

- J. T. Trauger and W. A. Traub. A laboratory demonstration of the capability to image an Earth-like extrasolar planet. *Nature*, 446 :771–773, April 2007. doi : 10.1038/nature05729. 82
- A. Udalski. The Optical Gravitational Lensing Experiment. Real Time Data Analysis Systems in the OGLE-III Survey. *Acta Astronomica*, 53 :291–305, December 2003. 30
- C. Vérinaud, C. Catalano, J. Antichi, and O. Preis. First experimental results of the FFREE bench : investigation of Fresnel effects in high contrast imaging. In *Second International Conference on Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes*. Online at  $\langle A href="http://ao4elt2.lesia.obspm.fr">http://ao4elt2.lesia.obspm.fr\langle/A\rangle$ , id.P10, page 10P, September 2011. 82
- D. Vinković, Ž. Ivezić, A. S. Miroshnichenko, and M. Elitzur. Discs and haloes in pre-main-sequence stars. *MNRAS*, 346 :1151–1161, December 2003. doi : 10.1111/j.1365-2966.2003.07159.x. 33
- S. S. Vogt, S. L. Allen, B. C. Bigelow, L. Bresee, B. Brown, T. Cantrall, A. Conrad, M. Couture, C. Delaney, H. W. Epps, D. Hilyard, D. F. Hilyard, E. Horn, N. Jern, D. Kanto, M. J. Keane, R. I. Kibrick, J. W. Lewis, J. Osborne, G. H. Pardeilhan, T. Pfister, T. Ricketts, L. B. Robinson, R. J. Stover, D. Tucker, J. Ward, and M. Z. Wei. HIRES : the high-resolution echelle spectrometer on the Keck 10-m Telescope. In D. L. Crawford and E. R. Craine, editors, *Instrumentation in Astronomy VIII*, volume 2198 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 362, June 1994. 28
- Z. Wahhaj, M. C. Liu, B. A. Biller, F. Clarke, E. L. Nielsen, L. M. Close, T. L. Hayward, E. E. Mamajek, M. Cushing, T. Dupuy, M. Tecza, N. Thatte, M. Chun, C. Ftaclas, M. Hartung, I. N. Reid, E. L. Shkolnik, S. H. P. Alencar, P. Artymowicz, A. Boss, E. de Gouveia Dal Pino, J. Gregorio-Hetem, S. Ida, M. Kuchner, D. N. C. Lin, and D. W. Toomey. The Gemini NICI Planet-finding Campaign : Discovery of a Substellar L Dwarf Companion to the Nearby Young M Dwarf CD-35 2722. *Astrophysical Journal*, 729 :139, March 2011. doi : 10.1088/0004-637X/729/2/139. 168
- J. K. Wallace, R. S. Burruss, R. D. Bartos, T. Q. Trinh, L. A. Pueyo, S. F. Fregoso, J. R. Angione, and J. C. Shelton. The Gemini Planet Imager calibration wavefront sensor instrument. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7736 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, July 2010. doi : 10.1117/12.858269. 70, 71
- A. J. Weinberger, E. E. Becklin, G. Schneider, B. A. Smith, P. J. Lowrance, M. D. Silverstone, B. Zuckerman, and R. J. Terile. The Circumstellar Disk of HD 141569 Imaged with NICMOS. *Astrophysical Journal Letters*, 525 :L53–L56, November 1999. doi : 10.1086/312334. 171
- A. Wolszczan and D. A. Frail. A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257 + 12. *Nature*, 355 :145–147, January 1992. doi : 10.1038/355145a0. 25
- C. G. Wynne. Extending the bandwidth of speckle interferometry. *Optics Communications*, 28 : 21–25, 1979. doi : 10.1016/0030-4018(79)90161-5. 158

